PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1919. Redaktionsschluß für No. 6 am 27. Februar 1919. 20. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. C. Burger, Das Leitvermögen verdünnter mischkristallfreier Legierungen. S. 73.

I. Parankiewicz, Antwort auf die Bemerkung von R. Bär zu der Arbeit „Größen und elektrische Ladungen von kleinen Schwefel-, Selen- und Quecksilberkugeln bestimmt aus deren Fallgeschwindigkeit und Farbe". S. 75.

J. Geppert, Die Gründe des Kampfertanzens und verwandter Erscheinungen. S. 78.

O. Meißner, Kolorimetrische Messungen nach der Ostwald-Skala. S. 83.

A. Korn, Mechanische Theorien des elektromagnetischen Feldes. XII. S. 85.

J. Holtsmark, Über optische Absorptionskanten. S. 88.

J. Wimmer, Zur Berechnung der Ionenladung in Kristallen. S. 92.

F. Zerner, Zur physikalischen Theorie der Kometenschweife. S. 93.

Besprechungen:

H. W. B. Roozeboom, Die heterogenen Gleichgewichte vom Standpunkte der Phasenlehre II. 2. 3. S. 95.

G. Bugge, Strahlungserscheinungen, Ionen, Elektronen und Radioaktivität. S. 95.

H. Bauer, Chemie der Kohlenstoffverbindungen. IV. S. 95.

W. Guttmann, Grundriß der Physik. S. 96.

A. Baruch, Die Grundlagen unserer Zeitrechnung. S. 96.

Tagesereignisse. S. 96.

Personalien. S. 96.

Gesuche. S. 96.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Das Leitvermögen verdünnter mischkristallfreier Legierungen.

Von H. C. Burger.

Kürzlich hat Herr K. Lichtenecker[1]) eine Notiz veröffentlicht über das Leitvermögen mischkristallfreier Legierungen. Er gibt in dieser Notiz die Grenzen der Werte an für das Leitvermögen einer Legierung beliebiger Konzentration. Derselbe hat schon früher[2]) das Leitvermögen für eine Legierung gleicher Volumteile der beiden Komponenten berechnet, unter der Voraussetzung, daß die beiden Metalle in Würfel schachbrettartig angeordnet sind. Er spricht die Meinung aus, daß das erhaltene Resultat auch eine gute Annäherung gibt für den Fall, daß die Begrenzung der Gebiete der beiden Metalle in einer Legierung beliebig gestaltet ist.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, zu zeigen, daß die Gestalt der Grenze zwischen den Metallen einen sehr wesentlichen Einfluß auf das Leitvermögen hat. Die Berechnung des Leitvermögens bei beliebiger Konzentration stößt auf große Schwierigkeiten. Wir werden uns deshalb beschränken auf den Fall, daß die Konzentration einer der Komponenten einen sehr kleinen Wert hat. Dann wird der Stoff, welcher in geringer Menge anwesend ist und den wir durch den Index 2 bezeichnen wollen, in isolierten, kleinen und einfach zusammenhängenden Räumen in dem anderen Stoffe (1) eingelagert sein. Das gesamte Volumen derartiger Partikelchen in ein totales Volumen V sei xV. Es ist also x eine kleine Zahl.

In dem durch den Index 1 bezeichneten Bestandteil sind das Potential φ, die Feldstärke $\mathfrak{E}$ und der Strom $\mathfrak{i}$ verknüpft durch die Gleichungen:

$$\mathfrak{E} = -\nabla\varphi, \quad \mathfrak{i} = \sigma_1 \mathfrak{E}, \quad \operatorname{div} \mathfrak{i} = 0, \qquad (1)$$

wenn σ_1 das spezifische Leitvermögen des ersten Stoffes darstellt. Ersetzt man in dieser Formel σ_1 durch σ_2, so erhält man die Gleichungen für den Stoff 2.

Die Werte von φ, $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{i}$ sind der unmittelbaren Beobachtung nicht zugänglich; wohl aber ihre räumlichen Mittelwerte:

$$\overline{\mathfrak{E}} = \frac{1}{v}\int_v \mathfrak{E}\, dv, \text{ usw.}$$

Das Volumen v, worüber integriert wird, muß dabei viele Teilchen des zweiten Stoffes enthalten.

Durch Mittelwertsbildung ergibt sich aus den Gleichungen (1):

$$\overline{\mathfrak{E}} = -\nabla\overline{\varphi}, \quad \overline{\mathfrak{i}} = \sigma\overline{\mathfrak{E}}, \quad \operatorname{div}\overline{\mathfrak{i}} = 0. \qquad (2)$$

Setzt man:

$$\overline{\sigma\mathfrak{E}} = \sigma\overline{\mathfrak{E}}, \qquad (3)$$

dann hat die Konstante σ die Bedeutung, daß die Legierung wie ein homogenes Metall mit dem Leitvermögen σ zu betrachten ist.

Wenn $\mathfrak{E}_1$ und $\mathfrak{E}_2$ die mittleren Feldstärken in den Stoffen 1 und 2 darstellen, hat man

$$\overline{\mathfrak{i}} = \overline{\sigma\mathfrak{E}} = \frac{1}{v}\int_v \sigma\mathfrak{E}\, dv =$$

$$= \frac{1}{v}\left(\sigma_2\mathfrak{E}_2 x v + \sigma_1\mathfrak{E}_1(1-x)v\right),$$

oder

$$\sigma = \frac{\overline{\mathfrak{i}}}{\overline{\mathfrak{E}}} = \frac{\overline{\sigma\mathfrak{E}}}{\overline{\mathfrak{E}}} = \frac{\sigma_2\mathfrak{E}_2 x + \sigma_1\mathfrak{E}_1(1-x)}{\overline{\mathfrak{E}}}.$$

Weiter ist:

1) K. Lichtenecker, diese Zeitschr. 19, 374, 1918.
2) K. Lichtenecker, diese Zeitschr. 10, 1005, 1909.

$$\mathfrak{E} = \frac{1}{v}\int \mathfrak{E} dv = \mathfrak{E}_2 x + \mathfrak{E}_1 (1-x).$$

Setzt man nun noch:

$$\frac{\mathfrak{E}_2}{\mathfrak{E}_1} = k, \qquad (4)$$

so ergibt sich für das Leitvermögen der Legierung:

$$\sigma = \frac{\sigma_1 - x(\sigma_1 - \sigma_2 k)}{1 + (k-1)x}. \qquad (5)$$

Diese Formel ist gültig für einen beliebigen Wert von x. Könnte man das Verhältnis $\frac{\overline{\mathfrak{E}_1}}{\overline{\mathfrak{E}_2}} = k$ berechnen, so wäre es möglich, das Leitvermögen σ als Funktion der Konzentration x zu finden.

Für kleine Werte von x findet man aus (5):

$$\sigma = \sigma_1 - kx(\sigma_1 - \sigma_2). \qquad (6)$$

Die wechselseitige Entfernung der Teilchen des Stoffes 2 wird dann groß sein gegen die Dimensionen der Teilchen. Der wechselseitige Einfluß der Teilchen darf daher vernachlässigt werden. Das elektrische Feld in einem Punkt, das nicht in der unmittelbaren Nähe eines dieser Teilchen liegt, ist also merklich homogen. In der Umgebung jedes Teilchens ist dieses homogene Feld gestört.

Es sei $\mathfrak{A}$ dieses ungestörte Feld. Die Störung erstreckt sich nur über ein Volumen, dessen Größe von der Ordnung des Volumens eines Teilchens des zweiten Stoffes ist. Jenes Volumen ist klein gegen das Volumen des zweiten Stoffes, das damit korrespondiert. Deshalb unterscheidet sich das mittlere Feld $\overline{\mathfrak{E}_1}$ nur in Größen erster Ordnung in x von dem homogenen Felde $\mathfrak{A}$. Beschränkt man sich auf Glieder erster Ordnung in x, so ergibt sich also aus (6) und (4):

$$\sigma = \sigma_1 - \frac{\overline{\mathfrak{E}_2}}{\mathfrak{A}} x(\sigma_1 - \sigma_2). \qquad (7)$$

Somit erübrigt es sich, die mittlere Feldstärke $\overline{\mathfrak{E}_2}$ in einem Teilchen des zweiten Stoffes zu berechnen, wenn in dem umgebenden Stoff 1 die Feldstärke auf unendlichen Abstand den konstanten Wert $\mathfrak{A}_1$ hat.

Wir werden die Berechnung ausführen für Teilchen mit der Gestalt eines dreiaxigen Ellipsoids mit den Halbachsen a, b und c. Sind die Komponenten der Feldstärke $\mathfrak{A}$ nach den Axen a, b und c eines Teilchens $\mathfrak{A}_x$, $\mathfrak{A}_y$, $\mathfrak{A}_z$, so sind die Komponenten des homogenen inneren Feldes:

$$\mathfrak{B}_x = \frac{\mathfrak{A}_x}{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} - 1\right)P + 1}, \quad \mathfrak{B}_y = \frac{\mathfrak{A}_y}{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} - 1\right)Q + 1},$$

$$\mathfrak{B}_z = \frac{\mathfrak{A}_z}{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} - 1\right)R + 1},$$

wenn man setzt:

$$P = \frac{1}{2}\int_0^\infty \frac{ds}{(a^2+s)D}, \qquad Q = \frac{1}{2}\int_0^\infty \frac{ds}{(b^2+s)D},$$

$$R = \frac{1}{2}\int_0^\infty \frac{ds}{(c^2+s)D},$$

und

$$D = V\left(1+\frac{s}{a^2}\right)\left(1+\frac{s}{b^2}\right)\left(1+\frac{s}{c^2}\right)^{1)}.$$

Wenn die Richtungscosinus des äußern Feldes in bezug auf die Axen der Ellipsoide α_1, α_2, α_3 sind, so ist die Komponente des inneren Feldes in der Richtung des äußeren Feldes $\mathfrak{A}$:

$$\mathfrak{A}\left\{\frac{\alpha_1^2}{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}-1\right)P+1} + \frac{\alpha_2^2}{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}-1\right)Q+1} + \frac{\alpha_3^2}{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}-1\right)R+1}\right\}.$$

Den Mittelwert dieses Ausdruckes, wenn man dem Teilchen alle möglichen Orientierungen gibt, erhalten wir, indem wir $\overline{\alpha_1^2} = \overline{\alpha_2^2} = \overline{\alpha_3^2} = \frac{1}{3}$ setzen. Da, wie leicht ersichtlich ist, die Komponente des inneren Feldes $\mathfrak{B}$, welche senkrecht zum äußeren Felde steht, verschwindet, so ist:

$$\overline{\mathfrak{E}_2} = \tfrac{1}{3}\mathfrak{A}\left\{\frac{1}{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}-1\right)P+1} + \frac{1}{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}-1\right)Q+1} + \frac{1}{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}-1\right)R+1}\right\}.$$

Also wegen (7):

$$\sigma = \sigma_1 - \frac{x(\sigma_1-\sigma_2)}{3}\left\{\frac{1}{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}-1\right)P+1} + \frac{1}{\left(\frac{\sigma^2}{\sigma_1}-1\right)Q+1} + \frac{1}{\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}-1\right)R+1}\right\} \qquad (8)$$

Dieser Ausdruck hängt nur ab von dem Ver-

1) Vgl. z. B. Riemann-Weber I § 159, S. 395, Gl. 10.

hältnis der Halbaxen a, b und c. Sie hat daher auch Gültigkeit, wenn alle Teilchen nicht kongruent, sondern ähnlich sind. Gibt es ellipsoidische Teilchen verschiedener Form, so muß man den Mittelwert des Ausdruckes (8) nehmen. Bei der Mittelwertsbildung muß für jede Form die Wahrscheinlichkeit berücksichtigt werden. Diese Wahrscheinlichkeit ist der Zahl der Teilchen dieser Form proportional.

Setzt man in (8) $a = b = c$, so erhält man für kugelförmige Teilchen:

$$\sigma = \sigma_1 - x \frac{3\sigma_1(\sigma_1 - \sigma_2)}{2\sigma_1 + \sigma_2}. \qquad (9)$$

Die entsprechende Formel für plattenförmige Teilchen erhält man, indem man $b = c = \infty$ setzt. Das ergibt:

$$\sigma = \sigma_1 - x \frac{(\sigma_1 + 2\sigma_2)(\sigma_1 - \sigma_2)}{3\sigma_2}. \qquad (10)$$

Sind die Teilchen kreisrunde Stäbchen, so muß man $a = b$ und $c = \infty$ setzen und erhält:

$$\sigma = \sigma_1 - x \frac{(5\sigma_1 + \sigma_2)(\sigma_1 - \sigma_2)}{3(\sigma_1 + \sigma_2)}. \qquad (11)$$

Die Formeln (9), (10) und (11) könnten auch direkt aus (7) abgeleitet werden. Man sieht dann leicht ein, daß die angegebenen Formeln auch gültig sind für schwach gekrümmte Platten bzw. Stäbchen, und daß weiter die Platten nicht ellipsentörmig zu sein brauchen[1]).

Das Leitvermögen einer verdünnten Legierung ist also nicht nur abhängig von der Konzentration und dem spezifischen Leitvermögen der Komponenten, sondern auch sehr wesentlich von der Form der Begrenzung beider Stoffe. Das wird wahrscheinlich auch der Fall sein für Legierungen beliebiger Konzentration. Ohne eine gewisse Kenntnis dieser Begrenzung ist es daher nicht möglich, das Leitvermögen zu berechnen. Dem von Herrn Lichtenecker gefundenen Wert für eine 50 proz. Legierung kommt daher keine große Bedeutung zu.

1) Es verdient Beachtung, daß die gefundenen Werte für σ zwischen den von Lichtenecker angegebenen Grenzen liegen.

Utrecht, Instituut voor theoretische natuurkunde; Oktober 1918.

(Eingegangen 4. November 1918.)

Antwort auf die Bemerkung von R. Bär zu der Arbeit: „Größen und elektrische Ladungen von kleinen Schwefel-, Selen- und Quecksilberkugeln, bestimmt aus deren Fallgeschwindigkeit und Farbe“ [1]).

Von Irene Parankiewicz.

In seiner Bemerkung zu meiner Arbeit: „Größen und elektrische Ladungen von kleinen Schwefel-, Selen- und Quecksilberkugeln“ [2]) berechnet R. Bär aus den von mir publizierten Messungsprotokollen einiger kleinster Hg-Kugeln, deren Ladungen unter Zugrundelegung der Theorie der Brownschen Bewegung und glaubt — obwohl die von mir nach dem Stokes-Cunninghamschen Gesetze berechneten Ladungen dieser Partikel ungefähr den 2000. Teil des angeblichen Elektrons ergeben — auf diesem Wege den Schluß ziehen zu können, daß die Ladungen in die Größenordnung des Elementarquantums fallen.

Nun sagen vor allem die von R. Bär angegebenen Ladungen $1{,}03 \cdot 10^{-10}$, $2{,}06 \cdot 10^{-10}$, $2{,}19 \cdot 10^{-10}$, $2{,}65 \cdot 10^{-10}$, $5{,}50 \cdot 10^{-10}$ el.-st. E., nichts über die Größenordnung des Elektrons aus, weil man bei der Präzision, welche die Bestimmung des angeblichen Elektrons heute für sich in Anspruch nimmt, nur Werte im Intervalle $4 - 5 \cdot 10^{-10}$ el.-st. E., d. h. nur Ergebnisse solcher Ladungsmessungen, deren Fehler kleiner als $\frac{1}{2} \cdot 10^{-10}$ el.-st. E. ist, als Aussagen über die Größenordnung des Elektrons ansehen könnte.

Die von R. Bär erhaltenen Ladungen würden demnach höchstens nur die zu wiederholten Malen an Metallteilchen und neuerdings von mir auch am Öl (J. Parankiewicz, Wiener Akademieberichte 128, 1263, 1917; Ann. d. Phys. 53, 564, 1917) konstatierte Tatsache bestätigen, daß sich auch nach der Theorie der Brownschen Bewegung. Unterschreitungen der Ladungen des Grammäquivalentes der Elektrolyse $Ne = 290 \cdot 10^{+12}$ e.-st. E. und infolgedessen die Unterschreitungen der elementaren Ladung ergeben. Ich verweise diesbezüglich nur auf das Au-Partikel Nr. VII von Konstantinowsky, an welchem aus 86 Einzelmessungen von Fall- und Steigzeiten $Ne = 36{,}6 \cdot 10^{+12}$ e.-st. E. (entsprechend einer elementaren Ladung $e = 0{,}5 \cdot 10^{-10}$ e.-st. E.[3]) resultiert (D. Konstantinowsky, Wiener Akad. Ber. 123, 1736, Tabelle 7, 1914) und auf das Ölpartikel Nr. 21, an welchem sich aus 71 Einzelmessungen Ne zu $90{,}4 \cdot 10^{12}$ e.-st. E.

1) R. Bär, diese Zeitschr. 19, 373, 1918.
2) Diese Zeitschr. 18, 567, 1917.
3) Bei der Annahme einer Loschmidtschen Zahl $N = 60{,}6 \cdot 10^{22}$.

(entsprechend einer elementaren Ladung $\varepsilon = 1{,}49 \cdot 10^{-19}$ e.-st. E.) ergibt (l. c. Tabelle III S. 1277).

Da aber R. Bär der Berechnung nach der Brownschen Bewegung doch mehr Zuverlässigkeit als den Resultaten aller anderen zur Größen- und Ladungsbestimmung herangezogenen Theorien zuzuschreiben scheint, so möchte ich hier, genaueren Untersuchungen über die Brownsche Bewegung, die bereits im Gange sind, vorgreifend, erstens bezüglich der Berechnung der Ladungen nach der Theorie der Brownschen Bewegung, zweitens bezüglich der Diskrepanz zwischen den Resultaten dieser Theorie und den Resultaten des Fallgesetzes und drittens bezüglich der Frage nach der Richtigkeit und Zuverlässigkeit der nach dem Fallgesetz berechneten Ladungen folgendes bemerken:

1. R. Bär berechnet Ladungen der erwähnten Partikel — obwohl ihm das unzulässig erscheint — aus 10—18 Werten der Fall- und Steigzeiten und glaubt, indem er die Fehlerschätzung von Schrödinger auf so wenig Einzelwerte anwendet, daß seine Ladungen auf 40—70 Proz. genau sind. Nun ist die Brownsche Bewegung ebenso wie die Fehlerschätzung von Schrödinger ein Ergebnis der Statistik. Die aus ihnen erhaltenen Resultate haben nur dann einen Sinn, wenn eine umfangreiche Statistik von Einzelmessungen vorliegt. Der nach der Fehlerschätzung von Schrödinger errechnete mittlere Fehler ist bei so wenig Werten „aller Wahrscheinlichkeit nach" dem wahren Fehler der einzelnen Meßreihe nicht einmal annähernd gleich. So zeigt z. B. auch die Diskussion zwischen Zerner und Fletcher[1]), daß bei so wenig Werten sogar ein einziger Wert das Resultat bedeutend beeinflußt[2]).

2. Die Tatsache, daß die Theorie der Brownschen Bewegung und das Stokes-Cunninghamsche Fallgesetz diskrepante Resultate liefern, ist von Ehrenhaft[3]) und Konstantinowsky[4]) zunächst an Metallpartikeln konstatiert worden. Und zwar liefert die Theorie der Brownschen Bewegung an Metallteilchen größere Werte der Radien und der Ladungen als den Teilchen aus ihren Fall- bzw. Fall- und Steiggeschwindigkeiten nach dem Stokes-Cunninghamschen Gesetze entsprechen würde. Ferner hat Konstantinowsky (l. c. S. 1739), hervorgehoben, daß diese Diskrepanz beider Berechnungsarten in niedrigerer Größenordnung, d. h. an kleineren Partikeln immer größer wird, was auch durch die Erfahrung an den von mir gemessenen *Hg*-Teilchen bestätigt wird. Das unaufgeklärte Auftreten dieser Diskrepanz wird aber durch die Tatsache noch verwickelter, daß sich am Öl auch Abweichungen in entgegengesetztem Sinne wie an Metallen ergeben[1]).

Die Nichtübereinstimmung der beiden genannten Methoden zwingt nun vor allem dazu, auch die Brownsche Bewegung, bevor sie einer Größen- und Ladungsbestimmung zugrunde gelegt wird, einer gründlichen Untersuchung zu unterziehen, der das Stokes-Cunninghamsche Gesetz bereits standgehalten hat. Darauf werde ich im nachfolgenden noch zusammenfassend zurückkommen.

3. Die wichtigsten Gründe aber, warum die Werte aus dem Fallgesetze als die einzig zuverlässigen angesehen werden müssen, sind die folgenden:

Die Ladungsbestimmung eines Kügelchens läßt sich auf die Größenbestimmung desselben und die Bestimmung seiner Geschwindigkeit im elektrischen Felde zurückführen. Der Kernpunkt des Problems ist also die Größenbestimmung. Nun sind es bisher drei Wege, welche die Größenbestimmung zulassen: a) die Intensität des von dem Teilchen zerstreuten Lichtes, b) die Farbe desselben, c) seine Fallgeschwindigkeit. Die beiden letzteren bilden auch Grundlagen zu einer quantitativen Größenbestimmung des Teilchens: Die Beugungstheorie des Lichtes gibt die Größe des Probekörpers aus seiner Farbe an, das Fallgesetz aus seiner Fallgeschwindigkeit. Nun stimmen die aus der Farbe und Fallgeschwindigkeit nach dem Stokes-Cunninghamschen Gesetze berechneten Radien der Metall-[2]) und der dielektrischen[3]) Teilchen überein, und stützen einander, während die Theorie der Brownschen Bewegung meistens zu große Werte liefert.

An den von R. Bär herangezogenen *Hg*-Kügelchen ergibt sich folgendes Resultat:

1) F. Zerner, diese Zeitschr. **17**, 165, 1916; H. Fletcher, Phys. Rev. **32**, 304. 1911.

2) Als Beispiel sei ferner das Partikel Nr VIII von Konstantinowsky (l. c.) angeführt, an welchem aus 13 Fall- und 63 Steigwerten eine Ladung $\varepsilon = 3{,}4 \cdot 10^{-10}$ e.-st. E. resultiert, während sich an demselben Partikel aus sechs ersten Fall- und sechs ersten Steigwerten $\varepsilon = 6{,}88 \cdot 10^{-10}$ e.-st. E, aus sechs letzten Fall- und sechs letzten Steigwerten $\varepsilon = 5{,}16 \cdot 10^{-10}$ e.-st. E. ergibt. Aus weniger Werten resultieren also Ladungen, die untereinander und von der Ladung, die aus einer großen Anzahl von Beobachtungen berechnet wird, vollkommen verschieden sind.

3) F. Ehrenhaft, Wiener Akad. Ber. **123** IIa), 55, 1914; Ann. d. Phys. **44**, 657, 1914.

4) D. Konstantinowsky, Wiener Akad. Ber. **123** (IIa), 1697, 1914; Ann. d. Phys. **46**, 261, 1915.

1) I. Parankiewicz, Wiener Akad. Ber. **126** (IIa), 1249, 1917; Ann. d. Phys. **53**, 551, 1917.

2) F. Ehrenhaft, diese Zeitschr **15**, 953, 1914; diese Zeitschr. **16**, 227, 1915; Ann. d Phys **56**, 1, 1918; G. Laski, Wiener Akad. Ber. **123** (IIa), 601, 1917; Ann. d. Phys **53**, 1, 1917.

3) I. Parankiewicz, diese Zeitschr. **18**, 567, 1917; Wiener Akad. Ber. **137**, 1918; Ann. d. Phys. 1918.

Tabelle.

Nr. des Partikels	Beobachtete Farbe	Radius $a \cdot 10^6$ cm: Nach dem Widerstandsgesetze	Nach der Theorie der Brownschen Bewegung	Nach der Beugungstheorie
12	tiefblau	2,03	18,90	höchstens 3
10		2,15	20,20	
9		2,73	11,14	
1		2,89	16,87	
13	blau	4,25	21,80	3 bis 4

Man sieht aus dem Vergleiche der Kolonnen 3 und 4, daß die Theorie der Brownschen Bewegung für diese Kügelchen 5—10mal größere Radien liefert, als das Stokes-Cunninghamsche Gesetz.

Hätte also R. Bär auch die Größen dieser Partikel nach der Theorie der Brownschen Bewegung berechnet und sich nicht bloß auf die Ladungsbestimmung beschränkt, so hätte er erkannt, daß seine Schlußfolgerungen bezüglich ihrer Ladungen nicht stichhaltig sind.

An diesen kleinsten Partikeln, deren Beobachtung infolge ihrer dunklen tiefblauen Farbe und infolge ihrer sehr geringen Lichtintensität höchst mühsam ist, — sie liegen an der Grenze des derzeit Erreichten — resultieren nämlich nach der Theorie der Brownschen Bewegung Radien von *Hg*-Kugeln einer Größenordnung, die nicht nur nach der Beugungstheorie des Lichtes, sondern auch nach der elementarsten Erfahrung des Mikroskopikers die Eigenfarbe des metallischen Quecksilbers haben und infolge ihrer Größe außerordentlich stark glänzend und außerordentlich lichtintensiv erscheinen müßten. So müßte z. B. das tiefblaue *Hg*-Partikel Nr. 12, dessen Radius nach der optischen Theorie höchstens $3 \cdot 10^{-6}$ cm betragen kann, und sich nach dem Fallgesetz auch wirklich in dieser Größenordnung ergibt, nach der Theorie der Brownschen Bewegung den Radius $19 \cdot 10^{-6}$ cm (!) haben. So große *Hg*-Kugeln kommen bei der Herstellung durch Verdampfung von Quecksilber unter den bei Ehrenhaftscher Versuchsanordnung obwaltenden Umständen nur äußerst selten zum Vorschein und würden etwa den größten von F. Ehrenhaft („Über die Quanten der Elektrizität", 1914) beobachteten *Hg*-Kugeln mikroskopischer Größenordnung entsprechen.

Die Resultate des Fallgesetzes, gestützt auf die Ergebnisse der optischen Theorie, müssen also als die zuverlässigen der Ladungsbestimmung zugrunde gelegt werden.

Außer diesem Kriterium, das sich im einheitlichen Zusammenhange zwischen Farbe und Fallgeschwindigkeit der Probekörper ausspricht, und auch — wie erwähnt — an anderen Materialien (Gold, Silber, Schwefel) zur vollkommenen Übereinstimmung geführt hat[1]), gibt es auch eine Reihe von weiteren Beweisen der Richtigkeit des Stokes-Cunninghamschen Fallgesetzes. So haben es bekanntlich 1. M. Knudsen, S. Weber und Mc. Keehan auf Grund rein mechanischer Versuche als richtig erkannt. 2. J. Roux (Ann. chim. phys. **29**, 69, 1913) und hiernach O. W. Silvey (Phys. Rev. N. S. **7**, 106, 1916) haben die Gültigkeit des Stokes-Cunninghamschen Gesetzes durch die Bestimmung der Größe eines und desselben Teilchens, das zuerst in einem gasförmigen und sodann in einem flüssigen Medium fiel, bewiesen. 3. Ferner ist ein Beweis des Gesetzes in dem Umstande zu sehen, daß, wie ich es konstatieren konnte, die aus den Fallgeschwindigkeiten bei verschiedenen Gasdrucken nach dem Stokes-Cunninghamschen Gesetze berechneten Radien kleinster farbiger Schwefelpartikel mit den Radien, die für Partikel der betreffenden Farbe aus der optischen Theorie erschlossen werden können, übereinstimmen (diese Zeitschr. **18**, 567, 1917), und 4. habe ich neuerdings (diese Zeitschr. **19**, 280, 1918) auch auf einem unabhängigen Wege einen Beweis für die Richtigkeit des Fallgesetzes erbracht, indem ich die Größe eines und desselben Partikels bei verschiedenen Gasdrucken[2]) im Kondensator aus den zugehörigen Fallgeschwindigkeiten des Partikels nach dem genannten Widerstandsgesetze berechnet habe. Die vollkommene Übereinstimmung der so erhaltenen Radien eines und desselben Partikels beweist die Richtigkeit des Fallgesetzes.

Weil also die Divergenz der nach dem Widerstandsgesetz und der nach der Theorie der Brownschen Bewegung berechneten Radien bzw. Ladungen der *Hg*-Partikel nach unseren bisherigen Erfahrungen zu erwarten war und sich — wie die Erfahrung lehrt — in so niedriger Größenordnung umso größer ergeben mußte, weil ferner Kriterien vorliegen, die das Fallgesetz mit Hilfe anderer Theorien und auch unabhängig von denselben als vollkommen zuverlässig nachweisen, während die Theorie der Brownschen Bewegung zu aufklärungsbedürftigen Diskrepanzen führt, und weil schließlich die von R. Bär berechneten Ladungen

1) Vgl. auch J. Parankiewicz, Ann. d. Phys. **57**, 489, 1918.

2) Es ist seinerzeit bekanntlich auch E. Meyer und D. Gerlach (Festschrift J. Elster und H. Geitel) gelungen, ein und dasselbe allerdings größere Teilchen bei verschiedenen Gasdrucken zu behandeln.

höchstens nur die Tatsache bestätigen können, daß auch nach der Theorie der Brownschen Bewegung die Unterschreitungen des Elektrons resultieren, sehe ich mich dazu gezwungen, meine Schlüsse nochmals zu betonen und dieselben aufrecht zu erhalten.

Wien, I. phys. Inst. der Universität. Oktober 1918.

(Eingegangen 26. Oktober 1918.)

Die Gründe des Kampfertanzens und verwandter Erscheinungen.

Von J. Geppert.

Es ist seit langer Zeit bekannt, daß Substanzen, wie Kampfer, Menthol und Bernsteinsäure auf Wasser tanzen. Für Kampfer nahm Prevost die Dampfspannung, M. M. Richter die Lösung als Ursache an[1]). Rob. Weber[2]) fand, daß eine Reihe von kristallisierten Teerfarbstoffen auf Wasser sehr energische Bewegungen ausführen. „Als Ursachen der Bewegung sind nachgewiesen: Ein Zusammenwirken von Natur, Bau und Größe des festen Körpers, seine Kristallisation, eine verschiedene Löslichkeit, je nach der Kristallfläche, explosionsartige Auflösungsvorgänge. Ebenso bewegen sich entstehende Kristalle ...“ Weiterhin beobachtete Schaum[3]) Bewegungen von Kristallen an der Grenze von Wasser oder Säure gegen Quecksilber. Cyankalium, Kaliumnitrat und Harnstoff gaben die Erscheinung bereits unter Wasser, mehrere andere Substanzen, wie namentlich übermangansaures Kalium und Kaliumdichromat unter Säure. Wurden die Kristalle mit Paraffin überzogen, in dem auf beiden Enden an entgegengesetzten Seiten Öffnungen gelassen waren, so bewegten sie sich wie ein Segnersches Wasserrad. Es handelte sich demnach um ein Rückstoßphänomen, dessen Grund ein „Lösungsstrom“ ist. Rotiert demnach ein nicht mit Paraffin überzogener Kristall, so ist anzunehmen, daß der Lösungsstrom an einzelnen Stellen desselben besonders stark ist. Die Ursachen der Rotationen auf der Wasseroberfläche hat Schaum nicht untersucht. — Endlich machte Richter (l. c.) auf Beobachtungen von Franklin und den Brüdern Weber (1823) aufmerksam, die er (1893) bestätigte, ohne daß seine Mitteilung Beachtung gefunden hätte. Wirft man nämlich einen, mit Öl imprägnierten, leichten Gegenstand auf Wasser, so rotiert er. Die Brüder Weber zeigten, daß einseitige Imprägnierung des Gegenstandes eine Bewegung desselben nach der entgegengesetzten Seite hervorruft. Da sich nun die fetten Öle über die Wasseroberfläche verbreiten, so war es klar, daß es sich um ein Rückstoßphänomen handelt, das unter Bedingungen, die den von Schaum festgestellten analog sind, zu Rotationen führt.

Mir waren die soeben besprochenen Arbeiten unbekannt, als ich beim Studium von Oberflächenausbreitungen auf Erscheinungen stieß, die den soeben beschriebenen analog waren. Es gibt nämlich unter den Anilinfarben eine Anzahl, deren Lösungen sehr ausgesprochene Oberflächenverbreitung aufweisen. Warf ich nun die betreffenden Farbstoffe in Substanz auf Wasser, so rotierten einige darunter sehr deutlich. Auch hier bestand demnach ein Zusammenhang zwischen Bewegung und Oberflächenausbreitung. Der Unterschied gegenüber den Versuchen mit Öl besteht darin, daß es sich bei diesen um die Ausbreitung einer ungelösten Flüssigkeit, bei den Anilinfarben aber um die Ausbreitung einer Lösung handelt. Doch war der Effekt für die Rotation offenbar der gleiche. Da indes, wie gesagt, der Zusammenhang zwischen Oberflächenausbreitung und Rotation bei den Farben kein konstanter war, habe ich die ganze Frage einer genaueren Untersuchung unterzogen, und hoffte dabei auch die Ursachen für das Tanzen des Kampfers usw. klarstellen zu können.

Hinsichtlich der Methodik meiner Versuche möchte ich folgendes vorausschicken: Die wesentlichste Bedingung ist selbstverständlich Reinheit der benutzten Wasseroberfläche, und diese hängt wieder in erster Linie von der Reinheit des benutzten Gefäßes ab. Ich wählte für meine Versuche gewöhnlich Petrischalen von 20 cm Durchmesser mit niedrigem Rande. Nach der üblichen Reinigung werden sie mit Neradol[1]) ausgewischt, und mit Wasser kräftig ausgespült. Dann wird siedendes Wasser eingefüllt, bis es über den Rand läuft, und hierauf durch kaltes ersetzt. Zum Schluß wird destilliertes Wasser eingefüllt. Der Rand der Schale darf nicht mit den Händen berührt werden. — Wie aus den Versuchen der Brüder Weber ersichtlich, würden Versuche mit Substanzen, die an Trägern fixiert werden, anzustellen sein. Ich nahm dazu meist Deckgläser (2,5 : 3 cm), seltener Holzbrettchen von rechteckiger Gestalt. Der Regel nach wird eine Kante mit der Sub-

1) M. M. Richter, Die Lehre von der Wellenberuhigung. Berlin, R. Oppenheim. 1894.
2) Rob. Weber, diese Zeitschr. 1, 56, 1900.
3) Schaum, Über Bewegungserscheinungen sich auflösender Kristalle. Diese Zeitschr. 1, 6, 1900.

1) J. Geppert, Neradole als Reinigungsmittel. Zeitschr. f. angew. Chemie 30, 25, 85, 1917.

stanz beschickt. Am einfachsten ist es, zu dem Zweck eine Lösung der Substanz in Alkohol, Äther oder Chloroform anzuwenden, die Kante mehrfach hineinzutauchen, bis sie ordentlich überzogen ist, und dann trocknen zu lassen. Bei schmelzbaren Substanzen taucht man die Kante in die Schmelze und läßt erkalten. Endlich kann man sie mit geschmolzenem Wachs überziehen, das selbst auf Wasser keine Wirkung ausübt, und die Substanz darauf pulvern.

Ich begann die Untersuchungen mit Anilinfarbstoffen. Sie müssen chemisch rein sein, während die käuflichen häufig Zusätze enthalten, die die Oberfläche verunreinigen. Ich verdanke der Bad. Anilin- und Sodafabrik eine Anzahl derartiger Farbstoffe. Um zunächst die Ausbreitung der Lösung zu untersuchen, ist es am zweckmäßigsten, diese aus einer feinen Kapillare auf die Oberfläche auslaufen zu lassen. Dabei stellen sich die größten Unterschiede heraus. Rhodamin *B* und Kristallviolett z. B. verbreiten sich sofort über die gesamte Oberfläche, dagegen Methylenblau nur über wenige Zentimeter im Umkreis. Dem entspricht nun vollkommen die Reaktion am Träger. Man sieht unmittelbar, wie die geringe Ausbreitung des Methylenblaus eine schwache, und die starke des Kristallvioletts, eine sehr viel schnellere Bewegung auslöst. Die erreichten Leistungen sind nicht unbedeutend. Ein Zigarrenbrettchen mit Dimensionen von 4 : 20 cm, dessen breite Kante mit Kristallviolett an Wachs beschickt war, legte in einer größeren Porzellanwanne in der Sekunde 7 cm zurück. Die entsprechenden Rotationen der Farbstoffe selbst waren ursprünglich inkonstant. Dampft man aber die wäßrigen Lösungen derselben im Porzellanschälchen zur Trockne ein, und pulverisiert grob, so tanzen jetzt die Partikel auf Wasser, und zwar in der Tat desto heftiger, je größer die Oberflächenausbreitung der Lösung ist. Offenbar begünstigt diese Präparationsmethode das Auftreten bestimmter Stellen, die am kräftigsten Lösung entwickeln. Beim Nachlassen der Rotation sieht man daher sehr deutlich, daß sich an einzelnen Stellen Farbzüge loslösen, die im umgekehrten Sinne der Bewegung dieses Punktes fortziehen. Ich habe dann die Untersuchungen fortgesetzt und eine Anzahl Substanzen auf Rotation, Ausbreitung der Lösung und Reaktion am Träger untersucht. Rotation fand ich bei folgenden Substanzen, wobei die stärkst rotierenden an den Anfang gestellt sind: Buttersaures Natrium (von C. A. F. Kahlbaum), Chloralhydrat (trocken), Phenol (trocken, am besten geschmolzen und zerstoßen), Antipyrin, Kampfer, Menthol, Thymol, salzsaures Chinin, schwefelsaures Atropin, Azetanilid, Ephedrin, Phenazetin, Salizylsäure, Proponal, Sulfonal, Dionin, frisch gefälltes Chinin, Phthalsäure, deren lange Nadeln ein gutes Objekt für die Untersuchung dieser Vorgänge sind. Minimal tanzt Zimtsäure und salpetersaures Strychnin. Bei letzteren Substanzen, sowie stets bei Oxalsäure, erhält man häufig kein richtiges Tanzen, sondern nur ein Auseinanderweichen der Kristalle, die in einem Bündel auf die Wasseroberfläche geworfen wurden. Keine Rotation erhielt ich bei salzsaurem und reinem Morphin, Weinsäure, Harnsäure, Jodoform, Sulfanilsäure, Naphthionsäure, Traubenzucker, Milchzucker, Rohrzucker, sowie sämtlichen untersuchten anorganischen Substanzen.

Um einen etwas exakteren Anhalt für die Stärke der Rotation zu haben, wiederholte ich die Versuche auf absichtlich und in steigendem Maße verunreinigten Oberflächen, bis Stillstand des Tanzens erfolgte. Doch mußte die Verunreinigung schon sehr stark sein, um Substanzen, wie Chloralhydrat oder Phenol still zu stellen. Nach mehreren Versuchen kam ich auf die Seifenlösungen, die ja sehr starke Oberflächenhemmungen entwickeln, allerdings auch den Nachteil haben, daß die Oberfläche ihre Steifigkeit sehr schnell ändert. Will man daher den Einfluß verschiedener Seifenlösungen von verschiedener Konzentration miteinander vergleichen, so muß man in jedem Fall die Oberfläche unmittelbar nach ihrem Entstehen, d. h. also nach dem Ausgießen der Seifenlösung in die Schale, benutzen, und die Kristalle sofort darauf werfen. Ich benutzte eine Ölsäureseife, die ich durch Aufkochen von 1,0 g Ölsäure in 100 g Wasser mit 0,15 *NaOH* erhielt. Hiervon mißt man heiß je einen Kubikzentimeter ab, und verdünnt ihn in steigendem Maße auf das 100- bis 10000 fache. Diese Lösungen werden dann sofort in der beschriebenen Weise benutzt. Ich erhielt die letzte deutliche Rotation, wenn in 100 ccm angewandter Seifenlösung enthalten waren an Ölsäure: Bei Phenazetin 0,07 mg, Azetanilid 0,3 mg, Antipyrin und Kampfer 5 mg, buttersaurem Natrium und Chloralhydrat 8 mg. Es waren demnach entsprechend der sehr verschiedenen Stärke des Tanzens sehr große Unterschiede zu konstatieren.

Eine weitere Unterscheidung zwischen den verschiedenen Substanzen liegt darin, daß einzelne, so namentlich Phenol und Chloralhydrat, je nach dem angewandten Präparat inkonstante Resultate zeigten. Frische Präparate beider Körper tanzten sehr stark, ältere überhaupt nicht. Als Grund ergab sich, daß die älteren Präparate Wasser angezogen hatten, und etwas feucht und zerfließlich geworden waren. Schmolz man sie und befreite sie so von ihrem Wassergehalt, so tanzten auch sie, nachdem sie grob gepulvert

waren, auf Wasser sofort. Die Erklärung ist naheliegend. Eine zerfließliche Oberfläche wird ziemlich gleichmäßig benetzt, eine trockne sehr ungleichmäßig. Daraus resultieren dann in letzterem Falle Vorzugspunkte, die Lösung entwickeln. Es ist daher erklärlich, daß die Rotation als konstantes Vorkommen am ersten bei Substanzen, wie Kampfer, beobachtet wurde, die infolge geringer Löslichkeit nicht feucht werden. Man bekommt ein wesentlich klareres Bild von den Bewegungserscheinungen, wenn man nicht auf Rotation, sondern auf Bewegung am Träger untersucht. Hier treten sehr verschiedenartige Geschwindigkeiten auf, die der oben durch die Seifenlösung bestimmten Stärke der Rotation entsprechen. Doch ist diese Methode sehr viel einfacher zu handhaben. Phenazetin verleiht dem Deckglas nur eine geringe, Azetanilid eine größere Geschwindigkeit, Kampfer und Antipyrin eine noch höhere und ungefähr gleiche, die etwa 13 cm in der Sekunde betrug, und Chloralhydrat und Phenol eine noch wesentlich größere, so daß das Deckglas bei Berührung mit dem Wasser davon schießt. Diesen Geschwindigkeiten entspricht der Oberflächenstrom, der die Kante verläßt. Seine Stärke ist leicht zu bestimmen, wenn man etwas Lykopodium dicht hinter der Kante aufpulvert. Es wird dann vom Strom fortgerissen. Selbstverständlich beobachtet man entsprechende Oberflächenausbreitungen, wenn man einen Tropfen einer gesättigten Lösung dieser Substanzen auf Wasser, das mit Lykopodium bestreut ist, bringt.

Ich möchte dann noch speziell des Kampfers oder richtiger der Kampfergruppe (Kampfer, Menthol, Thymol), von der die Untersuchung ausging, gedenken. Sie gibt alle hier in Frage kommenden Reaktionen sehr deutlich, und ich möchte nur speziell noch hervorheben, daß ein Tropfen konzentrierter Kampferlösung sich auf der Oberfläche ähnlich stark verbreitet, wie ein Tropfen konzentrierter Antipyrinlösung. Dieses Beispiel zeigt die Eigenart der Gruppe sehr deutlich, nämlich starke Oberflächenausbreitung der Lösung bei geringer Löslichkeit der Substanz. Denn die Antipyrinlösung ist in der Stärke 1 : 1 hergestellt und die Kampferlösung in der Stärke 1 : 1200. Damit ist die Kampferrotation als solche im wesentlichen erklärt. Indes ist es doch immerhin möglich, daß die Verdampfung für die Stärke derselben eine gewisse Bedeutung hat. Sie kann in zweierlei Weise wirken: 1. dadurch, daß der vom Kampferstück abgegebene Dampf sich im Wasser löst, und so die Oberflächenreaktion verstärkt und 2. dadurch, daß die über die Oberfläche ausgebreitete Lösung den Kampfer wieder an die Luft abgibt, so die Oberfläche für neues Nachströmen der Lösung frei macht und die Bildung derselben am Kristall beschleunigt. Der erste Punkt ist leicht nachzuweisen. Man legt ein Stückchen Kampfer auf ein Deckglas nahe an eine Kante, und setzt es auf Wasser, aber ohne daß das Stückchen benetzt wird. Dann bewegt sich das Deckglas und ein Oberflächenstrom verläßt die Kante in der typischen Richtung. Doch ist diese Wirkung nur schwach und kann mit der direkten Lösung aus dem Kampfer nicht konkurrieren, wie leicht zu erweisen ist. Legt man nämlich eine kleine Wasserrinne vom Kampfer zur nächsten Kante, so vermehrt sich die Geschwindigkeit sehr erheblich. Ich maß einmal das 4fache des Betrages. Legt man ferner die Wasserrinne zu der gegenüberstehenden Kante, so kehrt sich die Bewegungsrichtung um, übertrifft also den Einfluß des Dampfes. Man kann übrigens nachweisen, daß auch Lösung allein wirkt. Zu dem Zwecke tropft man etwas Kampfer, in Chloroform gelöst, auf ein Deckglas und läßt dabei die Kanten sorgfältig frei. Dann läßt man verdunsten, und wirft das Deckglas mit der beschickten Fläche auf Wasser. Jetzt kann sich nur Lösung aus der Substanz bilden, und die Verdampfung ist ausgeschlossen. Nach einiger Zeit beginnt dann das Deckglas sich plötzlich und schnell zu bewegen. Offenbar quillt die gebildete Lösung unter dem Deckglas hervor und breitet sich dann aus. Von größerer Wirkung als das Verdampfen des Kampfers selbst, ist aber wahrscheinlich das Abdampfen desselben aus der Lösung an der Oberfläche. Wie groß dieser Einfluß ist, beweist folgender Versuch: Man legt ein Kampferstück von etwa einem halben Gramm in eine Petrischale, die flach mit Wasser gefüllt ist. Es befinden sich dann etwa 50 ccm Wasser darin. Das Stück ragt zu einem großen Teil über die Oberfläche und sendet infolgedessen fortwährend Lösung aus. Zur Kontrolle legt man ein Stück Kampfer trocken neben die Schale und kann nun beobachten, wie das Stück im Wasser sehr viel schneller abnimmt, wie das trockne. Dabei kann nur die Verdampfung vom Wasser maßgebend sein, denn die Wassermenge ist zu gering, als daß nennenswerte Mengen Kampfer darin gelöst sein könnten. Im ganzen ergibt sich demnach, daß, wenn auch der eigentliche Grund des Kampfertanzens in der Oberflächenausbreitung der Lösung zu suchen ist, doch die Verdampfung diesen Prozeß beschleunigt, und so die Bewegung verstärkt.

Bisher ist nur von der Verbreitung von Lösungen gesprochen worden. Nun haben aber, wie im Eingang erwähnt, die Brüder

Weber nachgewiesen, daß Öl, das sich in ungelöster Form auf dem Wasser verbreitet, ebenfalls Bewegungen auslöst; und eine etwas genauere Untersuchung dieser Verhältnisse erscheint erforderlich, da hier andere Bedingungen auftreten. Es kommen nämlich bei den Ölen zwei verschiedene Arten von Ausbreitung in Frage; die eine des Öles selbst, das als solches erkennbar sich auf dem Wasser ausdehnt, und die andere, die — einer Lösung vergleichbar — über die Wasseroberfläche unsichtbar ausgeschickt wird, und dort die bekannte Oberflächenverunreinigung bewirkt[1]). Am besten eignet sich für solche Untersuchungen nach Agnes Pockels (l. c.) die Ölsäure, da sie die stärksten Oberflächenerscheinungen hervorbringt. Die Erscheinungen laufen bei dieser folgendermaßen: Bringt man einen Tropfen auf die Oberfläche, so dehnt er sich sofort stark zu einem ringförmigen Gebilde aus, von dem Strahlen über die Oberfläche zucken. Man beobachtet den Vorgang am besten in schräg gespiegeltem Licht. Jenseits dieses Ringes wird die Lykopodiumschicht weit zurückgeschoben. Zum Schluß formt sich die Ölsäure zur Linse. (Die Theorie s. bei Agnes Pockels (l. c.) Ein leichter zu beobachtendes Bild erhält man, wenn man die Ölsäure aus einer feinen Kapillarspitze auf die Oberfläche auslaufen läßt. Dann schließt unmittelbar an die Kapillarspitze eine kurze Schicht Ölsäure an, die sich lebhaft bewegt, und von ihr aus breitet sich ein lebhafter Strom über das Wasser aus, der die Verunreinigung der Oberfläche bewirkt. Ölsäureschicht und Verunreinigung sind scharf voneinander abgesetzt. Das Bild sieht sehr ähnlich dem, das man bei begrenzt löslichen Flüssigkeiten unter gleichen Umständen erhält, also z. B. von Anilin oder Amylalkohol, nur daß hier die Schicht der ungelösten Substanz eine richtige Lösung absendet. Es ist nun klar, daß die Ausbreitung eines Öles in Substanz auf der Oberfläche andere mechanische Effekte auslösen wird, als die Ausbreitung der Verunreinigung.

Untersucht man nun zunächst die Wirkung der Ölsäure, indem man eine Kante des Deckglases damit beschickt, so erhält man die höchsten Geschwindigkeiten, die ich gesehen habe, also etwa 25 cm in der Sekunde. Hier werden beide Momente, also Ausbreitung des Öles und Ausbreitung der Verunreinigung zusammenwirken. Das Interessanteste ist selbstverständlich der Einfluß der Verunreinigung. Man kann sie für sich feststellen, sobald man Salben aus festem Paraffin mit Ölsäure anwendet. Diese lassen auch bei Beobachtung mit der Lupe keine Spur von flüssiger Ölsäure bei Berührung mit der Oberfläche erkennen, entsenden aber den Oberflächenstrom mit der Verunreinigung sehr deutlich, üben auf den Träger einen sehr starken Einfluß aus, rotieren auch in kurzen Stückchen auf Wasser gebracht usw. Man kann demnach das Resultat dahin zusammenfassen, daß es für die mechanischen Effekte prinzipiell von gleicher Bedeutung ist, ob sich eine gelöste oder ungelöste Verunreinigung auf der Wasseroberfläche verbreitet.

Bisher ist der Einfachheit halber die Sache so dargestellt, als wenn die durch die Ölsäure (oder ähnliche Substanzen wie Terpentin usw.) ausgesandte Verunreinigung der Oberfläche in der Tat — entsprechend der üblichen Annahme — nur aus ungelöster Substanz besteht. Doch ist das nicht ganz richtig, und man kann vielmehr mit den hier entwickelten Methoden nachweisen, daß es auch eine echte Ölsäurelösung gibt, die allerdings sehr viel schwächer wirkt. Das gleiche gilt auch für Terpentin und andere ätherische Öle. Zum Nachweis überzieht man die Unterfläche eines Deckglases mit Ölsäure oder noch besser mit der Ölsäure-Paraffinsalbe, achtet aber sorgfältig darauf, daß die Kanten frei bleiben, und wirft es mit dieser Fläche auf Wasser. Dann bildet sich — analog dem Kampferversuch — eine Lösung, die nach einiger Zeit das Deckglas in Bewegung setzt. Doch steht es dann wieder still. Offenbar gleitet es über die Lösung hinweg und sie muß sich dann erst wieder neu bilden, bis die Bewegung wieder anfängt. Sehr viel ausgeprägter wie bei Ölsäure ist die Erscheinung bei reinem Terpentin. Gutes reines fettes Öl gibt diese Reaktion nicht. Bei Ölsäure ist die Bewegung nur schwach, kann also am Oberflächeneffekt der Ölsäure nur wenig ausmachen. Bei Terpentin würde sie schon erheblicher sein[1]).

1) Die Frage, wie diese Oberflächenausbreitung, die die Spannung der Wasseroberfläche herabsetzt, aufzufassen ist, ist strittig. Während man ursprünglich bekanntlich annahm, daß es sich um eine Ölschicht minimalster Dünne handelt, trifft nach Agnes Pockels (s. Über die Ausbreitung reiner und gemischter Flüssigkeiten auf Wasser. Diese Zeitschr. 17, 142, 1916) diese Theorie auf Schwierigkeiten, und sie neigt mehr dazu, einen der Adsorption verwandten Zustand anzunehmen. Doch nimmt auch sie an, daß es sich um eine ungelöste Schicht handelt.

1) Wäre der Einfluß der Ölsäurelösung an der Oberfläche der vorherrschende, so müßte die Ausbreitung der Ölsäure auf reinem Wasser wesentlich anders verlaufen, als auf einer konzentrierten Ölsäurelösung. Das ist aber, soweit die einfache Beobachtung einen Schluß gestattet, nicht der Fall. Zum Nachweis stellt man zuerst eine gesättigte Lösung der Ölsäure dar, indem man einige Tropfen mit Wasser im Scheidetrichter mehrfach kräftig schüttelt, absitzen läßt und nach einiger Zeit abzieht. Man erhält dann eine fein getrübte, also übersättigte

Die Bewegung des aussendenden Zentrums ist nicht die einzige mechanische Folge der Ausbreitung der Verunreinigung der Oberfläche. Eine weitere auffallende Folge ist das Mitreißen des Wassers. Zum Nachweis breitet man zuerst eine Farbstoffwolke auf dem Wasser aus, z. B. von Kristallviolett. Bringt man dann einen Tropfen einer Chloralhydratlösung oder eine Spur Ölsäure darauf, so wird die Farbwolke in die entgegengesetzte Ecke getrieben. Die entstehende Niveaudifferenz der Oberfläche wird dadurch ausgeglichen, daß Wasser aus der Tiefe nach oben steigt. Man erkennt das daran, daß kleine Farbstoffmengen, die man unter die Oberfläche gebracht hat, und die sonst langsam absinken, nach oben gesaugt werden, sobald z. B. die Rhodamin *B* Lösung sich auf dem Wasser ausbreitet. Diese Oberflächenerscheinungen erklären auch ein merkwürdiges Phänomen, das man bei Anilinfarbstoffen mit starker Oberflächenausbreitung, also z. B. bei Rhodamin *B* beobachtet. Läßt man eine Lösung desselben aus einer Kapillare auf das Zentrum einer Wasserschicht in einer Schale auslaufen, so sieht man unmittelbar an der Einströmungsstelle eine einige Millimeter lange, stark bewegte Farbschicht, auf die eine breite, ungefärbte Zone folgt. Am Rande aber häuft sich der Farbstoff an. Offenbar ersetzt das aus der Tiefe aufsteigende farblose Wasser fortwährend das mitgerissene, farbstoffhaltige. Ein ähnlicher Prozeß findet statt, sobald ein Kristall sich an der Oberfläche beim Rotieren löst. Er saugt gewissermaßen Wasser an, und stößt es wieder fort. Dadurch geht die Lösung wesentlich schneller und nach einem andern Typus vor sich, als im Innern des Wassers. Denn hier umgibt er sich mit einer Schicht konzentrierter Lösung.

Das Auseinanderreißen der obersten Wasserschicht kann gegebenenfalls so stark werden, daß, falls sie flach ist, der Boden heraustritt. Man sieht das sehr deutlich, wenn man den Boden einer Schale nur eben mit Wasser bedeckt, und dann eine mit Ölsäure benetzte Nadel ins Zentrum einsetzt. Übrigens geben auch andere Substanzen mit guter Oberflächenverbreitung, wie die Alkohole, die gleiche Erscheinung.

Mit der obersten Wasserschicht werden ferner Substanzen, die daran haften, fortgerissen, was man beim Lykopodium sehr gut beobachten kann. Doch gibt es noch viel deutlichere Beweise. Tropft man z. B. etwas flüssiges Paraffin auf die Oberfläche, so ballt es sich sofort zur Linse (falls man über ein gutes Präparat verfügt). Bringt man in diese Linse eine Lösung, die sich gut auf dem Wasser ausbreitet, z. B. 10 proz. Buttersäure oder Chloralhydratlösung, so springt das Paraffin nach einiger Zeit auseinander, und bildet je nach der Stärke der Wirkung einen Ring, oder eine Anzahl Teillinsen, die über die Fläche fliegen. Sobald nämlich die Lösung das Paraffin durchsetzt und die Wasseroberfläche berührt hat, breitet sie sich darauf aus und nimmt das dem Wasser anhaftende Paraffin mit[1]). Man erzielt den gleichen Erfolg, wenn man die betreffenden Substanzen in flüssigem Paraffin auflöst oder aufschwemmt. Dann gehen sie, sobald das Paraffin das Wasser berührt, ins Wasser über, und wirken wie im vorigen Versuch. Namentlich ist die Wirkung bei einer Kampferparaffinlösung sehr deutlich. Versetzt man weiterhin das Paraffin mit Ölsäure oder ähnlichen Körpern, so bleibt der Erfolg derselbe. Doch sind diese Erscheinungen schon sehr genau studiert. M. M. Richter (l. c.) wies nach, daß fettes Öl sein Vermögen, auf Wasser zu zerfließen, der Beimengung der Ölsäure verdankt, und Agnes Pockels[2]) wies nach, daß Mineralöle, die sonst auf Wasser Linsen bilden, auf Ölsäurezusatz (ebenso übrigens auf Zusatz von Palmitin oder Stearinsäure) zerfließen. Zu ihnen gehört auch das von mir benutzte Paraffin. — Zu dieser Gruppe von Erscheinungen gehört auch das Entstehen von Wellen auf der Oberfläche, sobald eine stärkere Verunreinigung sich darauf ausbreitet. M. M. Richter beobachtete zuerst eine solche Welle nach Aufbringung von Ölsäure auf Wasser. Man kann sie kontinuierlich erzeugen, wenn man eine Chloralhydrat- oder Antipyrinlösung von unten durch eine gekrümmte Kapillare gegen die Oberfläche ausströmen läßt. Am eigenartigsten aber tritt die Erscheinung hervor, wenn man ein etwas größeres Kampferstück in eine flach mit Wasser gefüllte Schale wirft, so daß es teilweise daraus hervorsieht (s. oben). Dann ziehen kontinuierliche Wellen vom Kampfer über die Oberfläche, bis es ganz gelöst ist. Ein ähnliches Bild erhält man, sobald andere Dämpfe,

Lösung. Bringt man sofort etwas Ölsäure darauf, so zeigt sie dieselben Reaktionen, wie auf reinem Wasser. Man darf aber mit dem Aufbringen der Ölsäure nicht zu lange warten, da sich die Oberfläche spontan verunreinigt, denn die feinen Ölsäuremengen steigen zur Oberfläche auf, und breiten sich dort aus.

1) Das Haften von Wasser an Ölen macht folgender Versuch wohl am einfachsten deutlich: Man klemmt einen Glasstab von etwa 1 cm Durchmesser senkrecht ein und läßt zunächst etwas Wasser und dann etwas flüssiges Paraffin (oder anderes Öl) daran herunter laufen. Das Wasser bildet einen Tropfen am Ende des Stabes, über den das Paraffin nachher fortgleitet, um sich daran auf zuhängen.

2) Agnes Pockels, Nature 1894, 223.

die auch in Wasser gut löslich sind und starke Oberflächenausbreitung haben, auf Wasser fallen. Am besten sieht man die Erscheinung, wenn man ein Schälchen mit Äther in eine größere Schale mit Wasser stellt.

Bisher ist die Sache so dargestellt, als wenn Flüssigkeiten nur dann auf Wasser Bewegungen auslösen können, wenn sie an einen Träger fixiert sind. Doch bewies bereits das Beispiel der mit Kampfer oder Ölsäure versetzten Paraffinlinse, daß auch Flüssigkeiten in Linsenform Bewegungen zeigen können. Man kann indes diese Bewegungen auch unter Umständen erzeugen, die etwas mehr an das Kampferparadigma erinnern. Bringt man nämlich zunächst einmal Amylalkohol auf eine wäßrige konzentrierte Lösung desselben, so bilden sich Linsen, die lange Zeit durcheinander eilen. Dabei haben die größeren an der der Bewegung abgewandten Seite eine Einbuchtung. Dort entwickelt sich die Lösung, deren Ausbreitung die Linse einbuchtet und vorwärts treibt. Bei Anilin ist eine etwa halb konzentrierte Lösung für den gleichen Zweck erforderlich. Auf einer solchen ballt sich Anilin ebenfalls zur Linse, die sich aber ruckweise, und zwar auch mit der Einkerbung an derselben Stelle vorwärts bewegt. Hier sieht man die Entstehung der Bewegung besser. Jede Linse ist nämlich von einem unregelmäßigen Hof konzentrierter Lösung umgeben, die sich aufstaut, weil die Oberfläche verunreinigt ist. Sie sinkt langsam in die Tiefe ab. Da dieser Vorgang nicht regelmäßig ist, entstehen Konzentrationsunterschiede, die zur Aussendung neuer Lösung führen. Die gleichen ruckweisen Bewegungen sieht man auch bei Kristallen, falls sie auf verunreinigte Oberflächen geworfen werden.

Für alle besprochenen Erscheinungen ist die Oberflächenausdehnung das maßgebende. Während nun aber die Ausdehnung der Öle aus den theoretischen Voraussetzungen ohne weiteres ableitbar ist, liegt die Sache bei den Lösungen schwieriger. Hier haben, soweit ich beurteilen kann, bestimmte chemische Gruppen die Eigentümlichkeit, ihre Lösungen über die Oberfläche zu senden. So z. B. Veronal, Proponal, Azetanilid, Phenazetin — reines und salzsaures Chinin —, während andere Gruppen negativ stehen, z. B. Sulfanilsäure und Naphtionsäure, sowie die Zuckerarten. Doch müssen diese Untersuchungen mit größeren Reihen reiner Substanzen fortgesetzt werden, was zur Zeit nicht möglich ist. Ferner muß zugegeben werden, daß für einzelne Substanzen die Möglichkeit einer Verunreinigung vorliegt, die selbstverständlich das Resultat beeinflussen würde. Von flüssigen organischen Substanzen zeigen starke Oberflächenausbreitung die verdünnten Lösungen der primären Alkohole und einfachen Fettsäuren (Ameisensäure, Essigsäure, Buttersäure), während schon Oxalsäure und Zitronensäure minimale Ausbreitung zeigen, und Weinsäure gar keine. Am eigenartigsten aber ist, daß die anorganischen Substanzen, die ich untersuchte, in ihrer Reaktion auf der Oberfläche negativ ausfielen. Besonders auffallend ist dieses Resultat bei den zahlreichen gefärbten Substanzen, also den Kupfer-, Chrom- usw. Verbindungen. Hier ist der Gegensatz zu den Anilinfarben außerordentlich scharf.

Gießen, Pharmakologisches Institut.

(Eingegangen 14. Dezember 1918.)

Kolorimetrische Messungen nach der Ostwald-Skala.

Von Otto Meißner.

1. Einleitung.

Nach W. Ostwald[1]) läßt sich jede in der Natur vorkommende Färbung für das Auge eines „farbtüchtigen" Menschen durch drei zweiziffrige Zahlen, die sog. „Kennzahl", darstellen, z. B. 83. 13. 50, in der die erste Zahl die Nummer im Farbenkreis (00 = Gelb, 25 = Rot, 50 = Blau, 75 = Grün) bedeutet, die zweite den Weißgehalt w, die letzte den Schwarzgehalt s in Prozenten. Die Reinheit r in Prozenten ist somit:

$$r = 100 - (w + s).$$

Unter Zugrundelegung des Farbenkreises und der Grauskala der „Farbenfibel", 2. Aufl., habe ich die Untersuchungen, über die nachstehend ein kurzer Bericht gegeben wird, ausgeführt. Zur Bestimmung des „Farbtons" diente mir ein „Lambertscher Spiegel" aus 3 Glasplatten, wobei die untersuchte Farbe mit ihrer Gegenfarbe im Farbkreis zur Deckung gebracht wurde; zur Bestimmung von w und s dienten als „Farbfilter" drei „Hauchblätter" mit Umrahmung aus schwarzem Papier, und zwar:

Filter-Nr.	als Durchlaßfilter für die Nr. des Farbenkreises	als Sperrfilter
I (rot)	90—00—40	50—85
II (blau)	35—80	85—30
III (grün)	80—00	20—50

2. Genauigkeitsprüfung.

Zur Prüfung der Genauigkeit, die mit diesem relativ primitiven Apparat zu erzielen war,

1) Die „Farbenfibel". 2. Aufl. Leipzig, Verlag Unesma. 1917.

stellte ich 24 Beobachtungen an klaren Tagen mit 3 Papierstreifen: I dunkelbraun, II rotbraun, III bräunlichgelb an und fand (c bedeutet die Nr. im Farbkreis, w und s sind im 1. Abschnitt erklärt):

	c	w	s
I	$11{,}5 \pm 1{,}9$	$04.5 \pm 1{,}6$	$88{,}3 \pm 4{,}7$
II	$13{,}5 \pm 1{,}8$	$10{,}5 \pm 2{,}8$	$34{,}8 \pm 6{,}6$
III	$06{,}5 \pm 1{,}7$	$18{,}5 \pm 4{,}1$	$06{,}2 \pm 3{,}0$

Die mit $\pm$ angegebenen mittleren Fehler beziehen sich auf eine Einzelbeobachtung; systematische Einflüsse waren nicht erkennbar.

Für deutsche Reichspostmarken ergab eine Reihe von Beobachtungen:

Marke	c	w	s
Pf. $2^1/_2$	—	$26{,}6 \pm 5{,}5$	$73{,}4 \pm 5{,}5$
3	$07{,}6 \pm 0{,}7$	$26{,}0 \pm 4{,}2$	$64{,}0 \pm 5{,}5$
5	$87{,}0 \pm 2{,}7$	$19{,}0 \pm 4{,}2$	$50{,}0 \pm 7{,}1$
$7^1/_2$	$09{,}6 \pm 1{,}6$	$27{,}0 \pm 5{,}7$	$04{,}2 \pm 4{,}3$
10	$29{,}0 \pm 2{,}2$	$38{,}0 \pm 4{,}5$	$08{,}0 \pm 4{,}5$
15	$49{,}2 \pm 3{,}4$	$13{,}6 \pm 4{,}2$	$80{,}6 \pm 1{,}7$

Bei der grauen $2^1/_2$-Pf.-Marke war der Farbton nicht bestimmbar. Der Korrelationsfaktor k zwischen der Reinheit und mittlerem Fehler der Bestimmung des Farbtons ergab sich zu:

$$k = -0{,}450 \pm 0{,}400,$$

d. h. je geringer die Reinheit, um so unsicherer die Ermittelung des Farbtons, wie auch von vornherein zu erwarten war. (Für die drei Papierstreifen ergab sich das entsprechende $k = -0{,}364 \pm 0{,}384$. Bei Steigerung der Genauigkeit dürfte der m. F. des Korrelationsfaktors erheblich herabgehen.) Aber aus physiologischen Gründen hängt die Sicherheit der Bestimmung von c auch von der Lage im Farbenkreis ab und ist, für meine Augen, anscheinend in der 2ten Hälfte kleiner als in der 1ten.

Als Ergebnis kann man ansehen:

1. Der Farbton c ist um $\pm 2c$ unsicher, nur bei sehr unreinen Farben um mehr.

2. Weiß- und Schwarzgehalt w und s sind um ± 5 Proz. unsicher, die Reinheit r also um etwa 7 Proz.

3. Die Messungsfehler haben zufälligen Charakter[1]).

1) Nach Abschluß der Untersuchungen wurden mir von Herrn Geheimrat Ostwald liebenswürdigerweise Lichtfilter, ausführlichere Grauskala und Farben für jeden einzelnen Ton von 00—99 übersandt (in der Farbfibel sind nur 24 Töne angegeben, zwischen denen ich interpolierte). Die Vergleichungen, die mir das andauernd trübe Wetter mit dem noch vorhandenen Material vorzunehmen gestattete, ergaben keine systematischen Abweichungen und keine größeren Differenzen, als nach den im Texte angegebenen m. F. zu erwarten waren.

3. Messungen von Pflanzenfarben.

1. 9 Messungen an Blüten des Habichtskrauts (Mauseöhrchen), Hieracium (pilosella), ergaben:

$$c = 00{,}2 \pm 2{,}1 \qquad w = 16{,}3 \pm 7{,}4$$
$$s = 02{,}2 \pm 2{,}7.$$

Da die Farbtöne um 00 herum sehr genau geschätzt werden können, zumal bei so großer Reinheit wie hier ($r = 82 \pm 8$), dürfte der Schätzungsfehler höchstens $\pm 1c$ sein, woraus sich als mittlere Färbungsvariation (der 9 Blüten) $\pm 1{,}85$ ergäbe. In der Tat sah z. B. ein mit $c = 04$ bezeichnetes Exemplar schon ganz merklich rötlich aus.

Für Bocksbart, Tragopogon sp., ergab sich

$$c = 05{,}0 \pm 1{,}2 \qquad w = 13{,}0 \pm 8{,}1$$
$$s = 06{,}2 \pm 2{,}5.$$

Die Blüten sehen auf den ersten Blick rötlicher aus als das fast genau reingelbe Habichtskraut.

Für Pechnelke, Viscaria viscosa, fand ich

$$c = 37{,}5 \pm 1{,}0 \qquad w = 14{,}2 \pm 2{,}9$$
$$s = 06{,}2 \pm 2{,}5.$$

Dabei habe ich keine abgeblühten, verblaßten Exemplare genommen. Die Blütenfarbe ist also auch hier sehr konstant.

2. Ferner bestimmte ich (vom 20. August 1918 bis Mitte September) eine große Anzahl grüner Blätter. Verschiedentlich waren dabei Spiegelungen störend: die Ostwaldsche Farbenskala bezieht sich nämlich streng genommen nur auf einen „ideal rauhen" Körper. Als Mittelwert für 12 Baumarten (Hasel, Buche, Eiche, amerikan. Eiche, Roßkastanie, Parie, Rüster, Holunder, Weide, Silberpappel, Ahorn, Platanen, Linde) ergab sich für ein ausgereiftes Laubblatt (Epoche ca. 5. September)

Färbung der Baumblätter Ende Sommer $\left\{\begin{array}{l} c = 88{,}2 \pm 2{,}4 \quad w = 07{,}0 \pm 2{,}5 \\ s = 86{,}8 \pm 3{,}6 \quad r = 06{,}2 \pm 4{,}4. \end{array}\right.$

Die Reinheit ist wahrscheinlich etwas zu gering, da es für die Farbtöne um 88 keine gut passenden Lichtfilter gibt.

Für mehrere frische Blätter (an „Geiztrieben") fand ich

$$c = 93 \pm 2, \quad w = 13 \pm 2, \quad s = 62 \pm 6;$$

also einen gelblicheren Farbton und merklich größere Reinheit.

Für ausgewachsene Blätter von zusammen 38 Arten Kraut-, Strauch- und Baumpflanzen ergab sich $c = 87{,}4 \pm 2{,}2$.

$c = 88$ dürfte also als die Farbe der grünen Blätter anzusehen sein.

3. Auch die Färbung von Herbstlaub habe ich untersucht. Hier herrschen, wegen des Fortfalls des Chlorophylls, gelbe bis rote Farbtöne vor. Es seien hier nur einige Beispiele von Einzelmessungen gegeben, die sich auf Blätter mit besonders für die Art charakteristischer Färbung beziehen.
(Epoche 1. Oktober, die Vulgärbez. der Farbe in Klammern).

1. Stieleiche	13. 20. 65 (braun)
2. Amerikan. Eiche	08. 10. 60 (gelbbraun) 15. 05. 84 (dunkelbraun) 17. 12. 75 (rötlichbraun)
3. Ahorn, Acer pl.	02. 10. 05 (gelb) 30. 04. 60 (schmutzigrot)
4. Tulpenbaum	08. 10. 50 (rotbraun)
5. Wohlr. Wein	00. 45. 05 (hellgelb)
6. Wilder Wein	29. 12. 50 (rot) 30. 06. 40 (brennendrot) 33. 03. 91 (tiefpurpurn).

4. Messungen von Tierfarben.

Im August und September d. J. untersuchte ich eine Anzahl von Larven der europäischen Stabheuschrecke Bacillus Rossii F. kolorimetrisch. Es treten 2 Farben auf: grün und rotbraun; Exemplare mit letzterer Färbung werden auch als Bacillus Redtenbacheri Padewieth bezeichnet. Ich fand

Grüne Tiere: $c = 89{,}2 \pm 2{,}7 \quad w = 39{,}2 \pm 9{,}7$
$s = 27{,}5 \pm 7{,}5$

Braune „ $c = 14{,}1 \pm 6{,}5 \quad w = 51{,}8 \pm 16{,}5$
$s = 16{,}5 \pm 10{,}5.$

Die braunen variieren also stärker, wie auch schon der bloße Augenschein lehrt. Der Farbton der grünen aber ist offenbar genau chlorophyllgrün. Da er nicht, oder nicht allein, vom durchscheinenden Futter herrührt, so gewinnt hiernach die Annahme M. v. Lindens, daß es sich tatsächlich um Färbung durch Chlorophyll handle, an Wahrscheinlichkeit. Man sieht hieraus, von welcher Bedeutung diese Farbenmessungen sind bzw. werden können.

Potsdam, 20. Dezember 1918.

(Eingegangen 22. Dezember 1918.)

Mechanische Theorien des elektromagnetischen Feldes.

Von A. Korn.

XII.

Neue Grundlegung der Strahlungstheorie.

Mit der elektromagnetischen Theorie der Strahlung geht die mechanische Theorie in der Beziehung völlig parallel, daß als Ursache der Strahlung die mechanische Schwingung elektrischer Teilchen angesehen wird, also elektrischer Teilchen, deren sichtbare Geschwindigkeiten u_0, v_0, w_0 von der Form sind:

$$u_0 = \sum_j \left(a_{j1} \cos \frac{t}{\tau_j} 2\pi + a_{j2} \sin \frac{t}{\tau_j} 2\pi \right), \ldots (1)$$

Je nach der Größenordnung der τ_j werden wir es mit den Hertzschen Strahlungen, ultraroten, Licht-, ultravioletten Strahlungen usw. zu tun haben; ich will hier sogleich zu der größten Schwierigkeit der Strahlungstheorie, zu der schwarzen Strahlung übergehen, welche einen Teil der theoretischen Physiker der Neuzeit unter Max Plancks Ägide zu der Annahme einer prinzipiell neuen Hypothese, der Quantenhypothese, geführt hat.

Mit Hilfe der statistischen Mechanik gewinnt man, wenn man sich im übrigen nur auf die strenge, klassische Mechanik stützt, für die Verteilung der Strahlungsenergien auf die verschiedenen Schwingungsdauern bei der schwarzen Strahlung ein der Erfahrung zuwiderlaufendes Gesetz, während Planck dadurch, daß er die Hypothesen der klassischen Mechanik durch die Quantenhypothese modifizierte, zu einem Verteilungsgesetz gelangt ist, welches mit der Erfahrung vereinbar ist. Es ist notwendig, bei der Weiterführung der mechanischen Theorien des elektromagnetischen Feldes zu diesen wichtigen Fragen Stellung zu nehmen.

Denken wir uns, nach Art der Annahme in der kinetischen Gastheorie, elektrische Teilchen in irgendwelcher ungeordneter Bewegung begriffen; es ist klar, daß von elektrischen Teilchen, welche sich geradlinig und gleichförmig bewegen, nach der mechanischen Theorie nie und nimmer Strahlungen ausgehen können; diese können erst entstehen, sobald ein Teilchen durch irgendwelche Ursachen, z. B. durch Zusammenstöße[1]) der mit den elektrischen Teilchen verbundenen ponderablen Teilchen, zu Geschwindigkeitsänderungen veranlaßt wird, die schwingungsartig sind bzw. in eine Summe von Schwingungen zerlegt werden können. In welcher Weise wir uns die elektrischen Teilchen an die ponderablen Teilchen gebunden denken — nach unserer Auffassung jedenfalls wieder infolge gewisser Eigenschwingungen — mag zunächst dahingestellt bleiben.

Wenn wir uns die Geschwindigkeitsänderungen nur durch Kräfte hervorgerufen denken, welche lediglich Funktionen der Stellen der stoßenden

1) Solche Zusammenstöße haben wir uns mechanisch, wie die Maxwellschen Stöße in der kinetischen Gastheorie, durch Abstoßungskräfte zu erklären, die ihrerseits mechanisch zu deuten sind.

Teilchen sind, z. B. durch die Maxwellschen Abstoßungskräfte, werden wir immer zu Strahlungsgesetzen gelangen, welche der Erfahrung widersprechen; dagegen werde ich hier zeigen, daß man zu einem dem Planckschen ähnlichen Verteilungsgesetze gelangen kann, wenn die Abstoßungskräfte auch von den sichtbaren Geschwindigkeiten der stoßenden Teilchen abhängig sind. Dafür, daß mechanisch erklärbare Abstoßungskräfte auch von den sichtbaren Geschwindigkeiten der stoßenden Teilchen abhängen können, haben wir mehrfache Beispiele in der Hydrodynamik (Wechselwirkung zweier in einer Flüssigkeit sich bewegender starrer Körper) und in der Elektrodynamik (Wechselwirkung zweier bewegter Elektronen). Als Resultat langjähriger Versuche in dieser Richtung kann ich mitteilen, daß die Wechselwirkungen, welche aus der gewöhnlichen mechanischen Wirkung der sichtbaren Geschwindigkeiten durch das Zwischenmedium hindurch sich ergeben, wieder nicht zu Strahlungsgesetzen führen würden, welche der Erfahrung entsprechen, dagegen kann man durch die Berücksichtigung der Wechselwirkung der bewegten Elektronen zu einem dem Planckschen ähnlichen Verteilungsgesetze gelangen. Hier kommen wir zu einer recht wichtigen Überlegung: Die Kräfte bewegter Elektronen, wie sie z. B. durch die mechanische Theorie geliefert werden, sind wesentlich durch die Individualitätskorrektur in dem mechanischen Grundgesetze beeinflußt, während die Wechselwirkung ponderabler Teilchen, wie sie nach der strengen, klassischen Mechanik zu berechnen wäre, nicht in der gewünschten Weise verwandt werden kann. Dies weist auf eine tiefer liegende Verwandtschaft der Individualitätshypothese mit der Quantenhypothese hin, der in Zukunft weiter nachgegangen werden muß. — Ich will nun zeigen, wie man aus der Berücksichtigung der Wechselwirkung der elektrischen Teilchen ein mit der Erfahrung verträgliches Strahlungsgesetz ableiten kann.

Das einfachste Beispiel eines Stoßes erhalten wir, wenn wir uns an einer Stelle (x_0, y_0, z_0) des Mediums ein Teilchen mit einer negativen sichtbaren Geschwindigkeit u_0 anlangend denken (der Einfachheit halber denken wir uns die x-Achse der Geschwindigkeitsrichtung entgegengesetzt parallel) und die Verhältnisse so annehmen, daß das Teilchen durch den Einfluß der übrigen Teilchen zur Umkehr, zur Annahme der entgegengesetzten Geschwindigkeit gezwungen wird. Der Übergang von der einen Geschwindigkeit in die entgegengesetzte wird die Ursache der von dem Teilchen ausgehenden Strahlung sein. Ein solcher Stoß würde z. B. eintreten, wenn das Teilchen auf ein Teilchen mit gleicher und entgegengesetzter Geschwindigkeit treffen würde, das in zentraler Richtung auf das erste Teilchen zufliegt. Zu bemerken ist natürlich, daß wir es hier mit einem besonders einfachen Falle eines Stoßes zu tun hätten; die Untersuchung würde aber durch Hinzunahme schiefer Stöße und die Annahme ungleicher Geschwindigkeiten der verschiedenen Teilchen (deren Geschwindigkeitsverteilung sich bei völlig ungeordneter Bewegung entsprechend dem Maxwellschen Gesetz einstellen müßte) nicht in der Hauptsache, sondern nur in nebensächlicher Komplikation verändert werden.

Ich komme damit zu dem Ausgangspunkt einer kurzen Abhandlung, welche ich vor mehreren Jahren in dieser Zeitschrift veröffentlicht habe[1]), und bei welcher ich die folgende Voraussetzung machte:

„Die ungeordnete Bewegung an irgendeiner Stelle eines Mediums im Falle der schwarzen Strahlung denken wir uns in ihrer Abhängigkeit von der Zeit derart, daß in irgendeiner Richtung ein Teilchen für $t = -\infty$ [2]) eine Geschwindigkeit u_0, für $t = +\infty$ [2]) die Geschwindigkeit $(-u_0)$ hat, zu einer bestimmten Zeit die Geschwindigkeit null. Solche Schwankungen sollen ungeordnet in beliebigen Richtungen zwischen den Geschwindigkeiten u_0 und $(-u_0)$ stattfinden. Der Einfachheit halber wollen wir die absoluten u_0 für alle Teilchen gleich annehmen

$$|u_0| = a\sqrt{T},$$

wo T die absolute Temperatur, a eine Konstante vorstellt.

Greifen wir eine bestimmte Schwankung heraus, welche zur Zeit $t = 0$ die Geschwindigkeit null ergibt, so haben wir also nach einer Funktion $u(t)$ zu suchen, welche die Eigenschaft

$$\left.\begin{array}{ll} u_0 = -a\sqrt{T} & \text{für } t = -\infty, \\ u_0 = 0 & \text{für } t = 0, \\ u_0 = +a\sqrt{T} & \text{für } t = +\infty \end{array}\right\} \quad (2)$$

besitzt."

Ich habe in meiner damaligen kurzen Notiz rein heuristisch eine einfache Funktion $u(t)$ angegeben, mit deren Hilfe sich ein der Erfahrung entsprechendes Strahlungsgesetz ableiten läßt. Diese Willkürlichkeit will ich hier vermeiden und die Funktion $u_0(t)$ aus der Wechselwirkung der stoßenden Teilchen herleiten.

Wir bezeichnen mit r die Entfernung des

1) A. Korn, Neue mechanische Vorstellungen über die schwarze Strahlung und eine sich aus denselben ergebende Modifikation des Planckschen Verteilungsgesetzes. Diese Zeitschr. 14, 632, 1913.

2) In Wahrheit sollen die Grenzen von $|t|$ noch immerhin klein, aber groß gegen die Schwingungsdauern der Lichtschwingungen sein.

einfallenden Teilchens von (x_0, y_0, z_0), dann wird zunächst eine abstoßende Kraft

$$f(r) > 0$$

auf das Teilchen wirken, z. B. die Maxwellsche Abstoßungskraft, umgekehrt proportional mit r^5, welche wir bei Gelegenheit der Reibungstheorie mechanisch durch die erste Oberschwingung der universellen Schwingungen erklärt haben[1]), oder irgendeine andere Abstoßungskraft infolge von Eigenschwingungen, auf deren Form wir im übrigen hier nicht einzugehen brauchen. Ferner haben wir aber auch die elektrischen Wechselwirkungen zu berücksichtigen; die statischen Kräfte werden sich fortheben, da im allgemeinen das einfallende Teilchen die Einwirkung von gleichvielen positiven und negativen Teilchen erleiden wird; dagegen sind die aus der Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens entstehenden Kräfte zu beachten. Sei z. B. das einfallende Teilchen mit einem negativ elektrischen Teilchen verbunden, dann wird es die negativen Teilchen an der Stelle[2]) (x_0, y_0, z_0) mit gleich gerichteter Geschwindigkeit vor sich her treiben, die positiven Teilchen in der entgegengesetzten Richtung; die Kräfte werden daher von der Art sein, wie sie zwei in derselben Richtung bewegte Elektronen aufeinander ausüben, unter Abzug der statischen Kraft, von der Form:

$$-\varphi(r)\,u_0^2,^3) \quad \varphi(r) > 0.$$

Die während des Stoßes auf das einfallende Teilchen in der x Richtung wirkende Kraft ist somit:

$$f(r) - \varphi(r)\,u_0^2,$$

wo $f(r)$ und $\varphi(r)$ positiv sind. Betrachten wir den Stoß nur ganz in der Nähe der Geschwindigkeitsumkehr, so können wir in erster Annäherung für r den konstanten Wert R setzen, den r zur Zeit der geringsten Entfernung von (x_0, y_0, z_0) besitzt; wir erhalten dann also für u die Differentialgleichung

$$\frac{du_0}{dt} = \alpha - \gamma u_0^2, \tag{3}$$

wo α und γ positive Konstanten sind.

Unter den Bedingungen (2) können wir die folgende Lösung angeben:

$$\left.\begin{aligned} u_0(t) &= a\sqrt{T}\,\frac{1 - e^{-\frac{2\pi T t}{\beta}}}{1 + e^{-\frac{2\pi T t}{\beta}}} \\ &= \frac{2a\beta}{\pi\sqrt{T}}\int_0^\infty \frac{\sin \nu t\, e^{-\frac{\nu\beta}{2T}}}{1 - e^{-\frac{\nu\beta}{T}}}\,d\nu,^1) \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

wenn α und γ mit den Konstanten a, T, β durch die Gleichungen

$$\alpha = \frac{\pi a}{\beta}(\sqrt{T})^3, \qquad \gamma = \frac{\pi\sqrt{T}}{a\beta} \tag{5}$$

verbunden sind; wenn β, das eine dem Medium eigentümliche Konstante sein soll, sehr kle ist, wird u_0 in der Tat bereits für noch ziemlich kleine Werte von $|t|$ in die konstanten Werte

$$+a\sqrt{T} \text{ bzw. } -a\sqrt{T}$$

angenähert übergehen.

Wir kommen so zu einer Form der Geschwindigkeitsänderungen bei dem Stoß, welche mit der von mir früher heuristisch angegebenen verwandt ist, im übrigen, wie jene, zu dem gewünschten Resultat führen wird.

Die Werte (4) stellen die Geschwindigkeiten des in erster Annäherung als starr angesehenen einfallenden ponderablen Teilchens dar, in unmittelbarer Nähe vor und nach der Umkehr; sie sind natürlich nur die Mittelwerte der Geschwindigkeiten der einzelnen das Teilchen zusammensetzenden Elemente über den von dem Teilchen eingenommenen Raum τ. Für die wahren sichtbaren Geschwindigkeiten

$$\bar{u}_0,\ \bar{v}_0,\ \bar{w}_0,$$

deren Mittelwerte in dem ponderablen Teilchen u_0, 0, 0 sind, werden Differentialgleichungen von der Form bestehen:

$$\left.\begin{aligned} \Delta\bar{u}_0 &= \frac{1}{c_i^2}\frac{\partial^2\bar{u}_0}{\partial t^2},\ldots \text{ in dem Teilchen,} \\ \Delta\bar{u}_0 &= \frac{1}{c_a^2}\frac{\partial^2\bar{u}_0}{\partial t^2},\ldots \text{ im Außenraume des Teilchens,} \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

ferner die Bedingungen der Stetigkeit und die Bedingung des Verschwindens im Unendlichen. Mit Rücksicht darauf, daß c_a^2 wegen der geringen Kompressibilität des Außenraumes für rasche Geschwindigkeitsänderungen sehr groß anzunehmen ist, werden die Geschwindigkeiten in der Umgebung des Teilchens in erster Annäherung von der Form sein

1) Diese Zeitschr. 19, 327, 1918.

2) Genauer: in der Umgebung dieser Stelle.

3) Mit Rücksicht darauf, daß die Geschwindigkeit der induzierten Elektronenbewegung mit u_0 proportional ist, gleich gerichtet für Teilchen, die mit dem ein alenden gleichnamig sind, entgegengesetzt gerichtet für entgegengesetzte Teilchen. Zur wirklichen Berechnung vgl. Abh. XI, diese Zeitschr. 20, 60, 1919 und Anm. (1) S. 60.

1 Bezüglich derartiger Umformungen vgl. man die Abschnitte über die Eulerschen Integrale in den Lehrbüchern der Differential- und Integralrechnung.

$$\left.\begin{aligned} \bar{u}_0 &= \frac{1}{4c_i^2}\int_{\tau}\frac{\partial^2 \bar{u}_0}{\partial t^2}\frac{d\tau}{r_{d\tau}} = -\frac{\tau}{4c_i^2 r}\frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2}, \\ \bar{v}_0 &= \bar{w}_0 = 0, \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

wenn $r_{d\tau}$ den Abstand von $d\tau$, r den Zentralabstand von dem ponderablen Teilchen vorstellt und wir uns in einer Entfernung von dem Teilchen halten, welche gegen den Radius des als kugelförmig gedachten Teilchens groß ist, wegen der Kleinheit dieses Radius aber noch sehr klein sein kann. Wir sehen hieraus, daß für die lebendige Kraft der in der Umgebung hervorgebrachten Bewegung Geschwindigkeiten in Betracht kommen, welche nicht mit den Mittelwerten u_0, sondern mit den zweiten Ableitungen[1]

$$\frac{\partial^2 u_0}{\partial t^2} = \frac{2\alpha\beta}{\pi\sqrt{T}}\int_0^\infty \frac{\nu^2 e^{-\frac{\nu\beta}{2T}}}{1-e^{-\frac{\nu\beta}{T}}}\,d\nu \quad (8)$$

proportional sind.

Die monochromatische Schwingungsenergie bei der schwarzen Strahlung wird somit proportional mit

$$\frac{\nu^4 e^{-\frac{\beta\nu}{T}}}{T\left(1-e^{-\frac{\beta\nu}{T}}\right)^2},$$

nach Planck ist sie proportional mit

$$\frac{\nu^3}{e^{\frac{\beta\nu}{T}}-1}.$$

Das so gefundene Strahlungsgesetz ist ebenso, wie das Gesetz von Planck, mit allen Erfahrungstatsachen verträglich[2]).

Ich schließe mit dieser Abhandlung die Serie der kurzen Artikel: „Mechanische Theorien des elektromagnetischen Feldes", welche den gegenwärtigen Stand meiner Theorie im großen darstellen sollen. Eine ausführliche, kompendiöse Darstellung sei einer späteren Zeit vorbehalten. Man kann schon jetzt voraussehen, in welcher Richtung sich diese Theorie weiter zu bewegen hat; im besonderen wird nunmehr die mechanische Erklärung der Kapillaritätskräfte und der elastischen Kräfte auf Grund der Theorie der universellen Schwingungen notwendig, später die mechanische Theorie der Spektren und der Affinitätskräfte.

(Eingegangen 30. Oktober 1918.)

1) In meiner früheren kurzen Notiz sind, was dort nicht besonders bemerkt wurde und hier berichtigt sei, die dortigen Geschwindigkeiten (4) mit den zweiten Ableitungen der Geschwindigkeiten (3) proportional. Infolge der Zusammendrängung auf einen kleinen Raum sind diese Einzelheiten dort nicht zum Ausdruck gekommen.

2) Man vgl. hierzu die Bemerkungen von A. E. H. Love (zu meiner früheren Notiz) auf der Versammlung der British Association in Birmingham 1913 (diese Zeitschr. **14**, 1301, 1913).

Über optische Absorptionskanten.

Von J. Holtsmark.

Mit Tafel II.

Es ist eine schon lange bekannte Tatsache, daß die Absorption der Röntgenstrahlen in irgendeinem Element die folgende Eigentümlichkeit zeigt. Trägt man den Absorptionskoeffizienten als Funktion der Wellenlänge auf, so erhält man eine gegen kürzere Wellen allmählich abfallende Kurve. An gewissen Stellen ist aber dieser regelmäßige Verlauf plötzlich gestört, es setzt eine starke Absorption ein, die gegen Rot hin scharf begrenzt ist und nach kürzeren Wellen allmählich abfällt. Wie Wagner[1]) zeigen konnte, hängt die Wellenlänge des Absorptionssprunges immer mit den Wellenlängen der Röntgenserien der betreffenden absorbierenden Metalle, welche diese bei geeigneter Erregung aussenden würden, zusammen, und zwar gibt es verschiedene Absorptionskanten; eine, welche zu den Linien der K-Serien in naher Beziehung steht, und eine dreifache Kante, die zu dem komplizierteren System der L-Serienlinien gehört.

Debye[2]) hat nun darauf hingewiesen, daß, wenn die Erklärung, die Sommerfeld für das obige Verhalten gegeben hat[3]), richtig ist, so müßte man etwas Ähnliches auch im optischen Spektrum nachweisen können. Diese Erklärung ist die folgende. Das Elektron, was z. B. die K-Serie emittieren kann, kreist in normalem Zustande in seiner innersten Bahn. Wenn Licht von geeigneter Wellenlänge auf das Atom fällt, wird dieses Elektron angeregt, die Strahlung wird absorbiert, und das Elektron kann eventuell ganz aus dem Atom losgerissen werden. Damit aber dies stattfindet, d. h. also auch damit Strahlung absorbiert werden kann, ist es notwendig, daß ihre Frequenz ν der Gleichung genügt

$$h\nu \geqq E,$$

wo E die Energie bedeutet, die nötig ist, um das Elektron von der innersten Bahn bis ins Unendliche zu bringen.

Im Falle des Wasserstoffs müßte das Einsetzen der Absorption gerade am Ende der

1) A. Wagner, diese Zeitschr. **18**, 433, 1917.
2) P. Debye, diese Zeitschr. **18**, 428, 1917.
3) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. **51**, 125, 1916.

Serie erfolgen, da dies eben einem Sprung des Elektrons von der innersten Bahn bis ins Unendliche entspricht. Die Serie des Wasserstoffs, bei deren Emission das Elektron zwischen einer äußeren und der innersten Bahn springt, liegt bekanntlich im Schumann-Gebiet der kurzen Wellen. Man kann deswegen schwer prüfen, ob am Ende dieser Serie eine Absorption vorhanden ist. Die sichtbare Wasserstoffserie entsteht bei einem Sprunge des Elektrons von einer äußeren in die zweite Bahn; wenn man also Wasserstoff in einem solchen Zustand hat, daß er die Serienlinien absorbiert, so müßte man auch die Absorption außerhalb des Endes finden können. Nun ist Wasserstoff in einem solchen Zustande auf gewissen Sternen vorhanden, und es ist auch tatsächlich J. Hartmann[1]) gelungen, in den Spektren von Wasserstoffsternen die erwähnte Absorption nachzuweisen. Es zeigte sich, daß die Absorption in den nach dem Ende zu zusammenfließenden Wasserstofflinien direkt in eine kontinuierliche Absorption übergeht, die folglich genau am Serienende anfangen muß.

Auch bei der Hauptserie des Natriums ist eine vollkommen analoge Erscheinung von Wood[2]) gefunden worden. Er untersucht die Absorption in heißem *Na*-Dampf und findet, daß alle die Hauptserienlinien des Natriums in Absorption vorhanden sind, außerdem erstreckt sich aber eine kontinuierliche Absorption von dem Ende der Serie bis zum äußersten Ultraviolett hin.

Auf Vorschlag des Herrn Debye habe ich nun einige Aufnahmen gemacht, um festzustellen, ob das Einsetzen dieser Absorption, wie bei den Röntgenstrahlen, wirklich scharf ist und ob sie genau am Ende der Serie erfolgt.

Zu dem Zwecke wurde Natrium in einem etwa 60 cm langen, mit Quarzplatten verschlossenen Eisenrohr erhitzt, indem ein mit Hilfe eines kleinen Transformators auf kleine Spannung gebrachter Wechselstrom von etwa 100 Amp. direkt durch das Rohr geleitet wurde. Das Licht eines kondensierten *Cd*-Funkens wurde durch das Rohr hindurchgeschickt und auf den Spalt eines Quarzspektrographen projiziert. Die Dispersion des Spektrographen betrug am Ende der Kaliumserie etwa 2,0 Å.-E. pro $^1/_{10}$ mm, am Ende der Natriumserie etwa 0,7 Å.-E. pro $^1/_{10}$ mm, womit eine Trennung der Serienlinien noch bis etwa $n = 25 - 30$ möglich war.

In Fig. 6, Taf. II ist eine Vergrößerung von einer Aufnahme der Natriumserie wiedergegeben, man kann noch 15—20 Linien erkennen; die erste Linie links ist die, für welche $n = 5$ ist. Die Kopie ist abgeschnitten, ungefähr dort, wo das Serienende liegt, es war auf dieser Platte nichts von der gesuchten Absorption vorhanden, weil der Dampf nicht heiß genug war. Bei höherem Dampfdruck verbreitern sich bekanntlich die ersten Linien stark und können ganz in kontinuierliche Absorption verschwinden. Bei genügend starker Heizung wurde das Licht außerhalb des Serienendes auch erheblich absorbiert.

Das Bemerkenswerte war aber, daß die nach dem Ende zu zusammenfließenden Absorptionslinien vollkommen gleichmäßig in diese kontinuierliche Absorption übergingen, an dem Ende der Serie war nichts von einem Sprung zu sehen.

In der Fig. 4 sieht man die äußersten Linien etwa achtmal vergrößert, die zwei Aufnahmen sind verschieden stark exponiert, aber sonst gleich; das Ende der Serie ist durch den Pfeil angedeutet, man sieht deutlich, wie die kontinuierliche Absorption die Linienabsorption fortsetzt. Fig. 1 ist eine Photometrierung nach

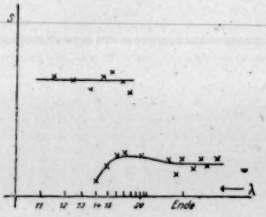

Fig. 1.

dieser Vergrößerung, sie ist mit dem lichtelektrischen Photometer gemacht. Die obere Kurve gibt die Schwärzungen in den Zwischenräumen zwischen den Absorptionslinien, die untere Kurve stellt die Schwärzungen in den Linien und im Gebiet außerhalb des Serienendes dar. Die Erscheinung wird etwas gestört durch die Linien vom *Cd*-Funken, die nicht ganz wegzubringen waren, das charakteristische Gebiet ist aber frei von solchen Linien. Bei der Photometrierung wurden derartige Linien möglichst ausgeschaltet. Es ist aus der Figur sehr deutlich zu ersehen, wie die Zwischenräume zwischen den Linien links viel heller sind als das Spektrum hinter dem Ende rechts. Außerdem sind noch die Schwärzungen in den Linien angegeben, sie setzen sich ungezwungen in der kontinuierlichen Absorption fort.

1) J. Hartmann, diese Zeitschr. 18, 429, 1917.
2) R. W. Wood, Phil. Mag. 18, 530, 1909.

Dieses Resultat ist sehr interessant. Es zeigt, daß die Erscheinung analog zu der Absorption bei den Röntgenstrahlen ist. Denn wenn die Linienabsorption sich gleichmäßig in die kontinuierliche Absorption fortsetzt, so muß diese genau am Serienende anfangen. Noch mehr Gewicht muß man, scheint es mir, vielleicht auf die Tatsache legen, daß die Absorption in den letzten Linien genau gleich groß ist, wie außerhalb des Endes, wie es deutlich aus der Fig. 1 zu ersehen ist. Wir werden unten die Konsequenzen dieser Tatsache eingehender besprechen.

Ich habe den Versuch mit Kalium wiederholt, dieselbe Erscheinung zeigt sich auch hier; jedoch ist die kontinuierliche Absorption in diesem Falle viel schwächer. Um sie trotzdem einwandfrei feststellen zu können, wurde ein Vergleichsspektrum, das ohne absorbierendes Kalium gemacht wurde, und genau gleich geschwärzt war, daneben photometriert (s. Fig. 5 bzw. Fig. 2). Die stark ausgezogene Linie

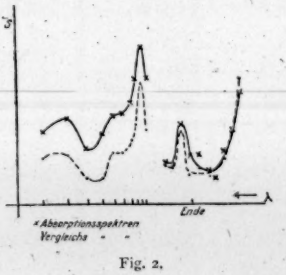

Fig. 2.

rührt von dem Spektrum mit Absorption her, die gestrichelte von dem Vergleichsspektrum. Links von dem Ende ist zwischen den Linien photometriert, rechts in der kontinuierlichen Absorption. Die Verschiedenheit der beiden Spektren ist evident, auch hier gehen die äußeren Linien kontinuierlich in die Absorption über (Fig. 5).

Zur besseren Übersicht ist in Fig. 3 nochmals die Differenz der beiden Kurven in Fig. 2 gesondert dargestellt. Links zwischen den

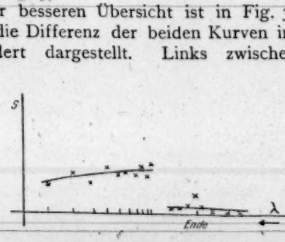

Fig. 3.

Linien, rechts in der Umgebung des Endes. Aus der Figur geht die gleichmäßige Absorption außerhalb des Endes deutlich hervor.

Nach diesem ist es wohl äußerst wahrscheinlich, daß dieselbe Erscheinung bei allen Alkalien vorhanden ist, von einer Prüfung wurde jedoch abgesehen, weil relativ sehr große Metallmengen nötig sind, um besonders bei *Cs* und *Rb* alle Linien in Absorption zu erhalten. Der hohe Siedepunkt des Lithium machte die Untersuchung der Absorption bei diesem Metall unmöglich. Es ist wohl auch sehr wahrscheinlich, daß man dasselbe bei der ultravioletten Hauptserie der Metalle der Zinkgruppe, zu denen z. B. die starke Quecksilberlinie 2536 gehört, auch finden wird, vorläufig stehen allerdings wegen der sehr kleinen Wellenlänge (um 1200 Å.-E.) des Endes bei diesen Serien der Prüfung Schwierigkeiten entgegen. Das sonstige Verhalten der Linien von diesen Hauptserien ist bekanntlich sehr ähnlich der Natriumserie.

Nach alledem hat man sich den Vorgang der Absorption in Kalium- oder Natriumdampf etwa so vorzustellen. Im Kalium- bzw. Natriumatom (die Alkalimetalle sind bekanntlich einatomig) sind schwingungsfähige (oder besser absorptionsfähige Elektronen) vorhanden, welche die Eigenschaft haben, die Frequenzen der Natriumserie zu absorbieren (vgl. die oben zitierte Arbeit von Sommerfeld). Wenn ein Quantum absorbiert ist, fliegt das Elektron aus seiner innersten normalen Bahn in eine äußere, deren Radius nach dem Sommerfeldschen Quantenansatz definiert ist. Je nach der Nummer der Linie, deren Wellenlänge das einfallende Licht hat, fliegt das Elektron verschieden weit weg und beim Ende, was der Nummer ∞ entspricht, wird es völlig frei. Es ist klar, daß das letztere Ionisation des Atoms bedeuten muß. Wenn wir jetzt eine Wellenlänge auf den Dampf auffallen lassen, die kleiner ist als dem Ende der Serie entsprechend, so wird diese auch absorbiert und das Elektron wird frei gemacht. Dies gilt offenbar in einem ziemlich großen Frequenzbereich außerhalb des Endes, jedoch wird die Absorption wahrscheinlich abnehmen, wie bei den Röntgenstrahlen.

Verwenden wir aber nun Licht, dessen Wellenlänge z. B. der dreihundertsten Natriumlinie entspricht, so wird das Elektron auf die dreihundertste Bahn geworfen. Diese hat aber einen so großen Radius, daß das Elektron unbedingt als frei angesehen werden muß. Denn durch einen einfachen Stoß mit einem der übrigen Dampfmoleküle erhält das Elektron sofort Energie genug, um aus der dreihundertsten Bahn irgendwohin befördert zu werden. Was für die dreihundertste Bahn gilt, gilt auch

für die hundertste, zwar in etwas geringerem Grade, es bleibt aber vollkommen eine Sache der Schätzung, wenn man sagen will, daß das Elektron frei ist und wenn es noch gebunden ist, nachdem es in eine äußere Bahn hinausgeworfen ist. Wenn es frei ist, müßte man das Gas als ionisiert ansehen, und wenn es gebunden ist, dürfte dies nach der gewöhnlichen Auffassung nicht der Fall sein. Lassen wir also Licht von wachsender Frequenz auf den Dampf fallen, so werden die den Linien entsprechenden Frequenzen absorbiert. Bei der ersten Linie wäre der Dampf noch nicht ionisiert, aber allmählich muß mit wachsender Seriennummer die Ionisation zunehmen und zuletzt konstant werden. Eine plötzlich einsetzende Ionisation am Ende der Serie wäre ausgeschlossen.

Nun hat aber Steubing[1]) aus Messungen, die er an Quecksilberdampf gemacht hat, den Schluß gezogen, daß dieser bei Bestrahlung mit Licht von der Wellenlänge 2536, welche der ersten Linie in der zu der Hauptserie des Natriums analogen Serie entspricht, ionisiert wird. Man müßte sich dann hier vorstellen, daß beim Quecksilber schon das Hinauswerfen in die zweite Bahn genügt, um das Elektron als frei erscheinen zu lassen[2]). Bei den Versuchen von Franck und Hertz[3]) ergab sich, daß die Ionisierungsspannung des Quecksilberdampfes 4,9 Volt war, was genau dem $h\nu$ der oben genannten Linien entspricht. Es dürfte sich in Analogie damit auch hier um ein Hinauswerfen des Elektrons in die zweite Bahn handeln. Wir können in dieser Weise weiter gehen und analog annehmen, daß der Wasserstoff ionisiert ist, wenn das Elektron in die zweite Bahn hinausgeschossen ist. Die Spannung, die nach Bohr nötig wäre, um das Elektron in die zweite Bahn ($n = 2$) zu bringen, ist 9,9 Volt. Die Ionisierungsspannung des Wasserstoffs ist zu 11 Volt und zu 11,5 Volt[4]) gemessen worden. Berücksichtigt man, daß das Wasserstoffmolekül vor dieser Ionisierung erst in Atome getrennt wird, so muß zu der obigen Zahl noch 2,6 Volt addiert werden, entsprechend der Energiedifferenz zwischen einem Wasserstoffmolekül und zwei getrennten Wasserstoffatomen. Es ist nämlich nötig, daß die Trennung und die Ionisierung gleichzeitig erfolgen, d. h. durch einen Elektronenstoß, weil die Wahrscheinlichkeit, daß ein von einem Elektron getroffenes und etwa in zwei Atome geteiltes Molekül nochmals in genügend kurzer Zeit von einem anderen Elektron getroffen wird, außerordentlich klein ist. Wir erhalten also in dieser Weise für die Ionisierungsspannung des Wasserstoffs den Wert 12,5 Volt, der mit dem Resultat der besten Messungen 11,5 Volt in genügender Übereinstimmung steht.

In derselben Weise wäre dann auch möglicherweise der Unterschied zwischen dem von Bohr für die Ionisierungsspannung des Heliums berechneten Wert 30 Volt und der tatsächlich beobachteten von etwa 20 Volt zu erklären, denn Bohr rechnet, daß das Elektron vollkommen frei werden muß, was nach unserer Auffassung nicht nötig wäre.

Da der bei der Emission der K- und L-Serie wirksame Elektronenring im Innern des Atoms liegt[1]), so kann das Serienende (die Kante der Absorption) nicht in demselben Verhältnis zu den Linien liegen, wie beim Wasserstoff. Denn das Elektron hat, um frei zu werden, erst das Feld der äußeren Elektronenringe zu durchlaufen, es muß innerhalb derselben eine Energie verwendet werden, die es außerhalb der Ringe wieder zurückerhält. Dabei liegt bekanntlich das Serienende näher an Rot, als man bei einer gewöhnlichen Serie zu erwarten hätte.

Bei dem Natrium ist nun dies nicht der Fall, wir dürfen daher schließen, daß das die Hauptserie emittierende Elektron aus einem äußeren Elektronenring genommen worden ist. Das würde wohl auch direkt aus der Tatsache zu schließen sein, daß die zur Erregung nötige Energie entsprechend der großen Wellenlänge der ersten Linie sehr klein ist und nur ein paar Volt beträgt. Das wäre kaum möglich, wenn dieses Elektron aus dem Innern des Atoms geholt werden müßte.

Eine interessante Frage bietet in dieser Beziehung das Lithium. Die Hauptserie des Lithiums liegt mit der ersten Linie noch etwas mehr nach Rot als die Hauptserie des Natriums. Wenn man Lithiumdampf in der Hauptserie absorbiert, so muß die Hauptserie von dem nor-

1) W. Steubing, diese Zeitschr. 10, 787, 1909.

2) Zusatz bei der Korrektur. J. T. Tate und P. D. Foote geben in einer nach Abschluß dieser Arbeit erschienenen Abhandlung (Phil. Mag. (6) 36, 64, 1918) eine Erklärung der Unstimmigkeit zwischen der unter der Voraussetzung von völligem Freiwerden des Elektrons berechneten Ionisierungsspannung und der gemessenen, indem sie den Begriff des Resonanzpotentials definieren. Dieses Potential wurde z. B. von Franck und Hertz gemessen und entspricht einem Hinauswerfen des Elektrons in die zweite Bahn. Unsere Überlegung, daß das Elektron in der zweiten Bahn als frei erscheinen kann, stimmt hiermit überein, man muß also genau auf die Art der Freiheit achten, das Resonanzpotential entspricht der geringsten Freiheit, das Ionisierungspotential der völligen Freiheit.

3) Franck u. Hertz, Verh. d. D. phys. Ges. 16, 457, 1914.

4) Zusammenstellung bei J. Stark, Jahrbuch d. Rad. u. El. 14, 139, 1917.

1) A. Sommerfeld, l. c.; P. Debye, diese Zeitschr. 18, 276, 1917.

malen Lithiumatom emittiert werden. Dann kann aber das Lithiumatom kaum aus drei Elektronen auf einem Ring um den positiven Kern bestehen, sondern es muß im normalen Zustand aus einem Kern mit zwei Elektronen in einem oder zwei inneren Ringen bestehen und einen in einem weiteren Kreise darum sich bewegendes drittes Elektron. Diese Überlegung deckt sich in dem Resultate mit dem von A. Hartmann[1]) und von A. Sommerfeld[2]), die aus der Wasserstoffähnlichkeit der Lithiumserien darauf schließen, daß das für die Emission der Serien verantwortliche Elektron allein in einer äußeren Bahn kreisen muß.

Es ist nun interessant zu bemerken, daß ein prinzipieller Unterschied zwischen der Absorption in den Röntgenserien und in den Serien im Sichtbaren vorhanden ist, insofern, als die sichtbaren Serien auch die Wellenlängen der Linien absorbieren, während die Röntgenserien dies nicht tun. Ebenso kann Natriumdampf durch Belichtung mit Licht von der Wellenlänge der D-Linien zur Emission dieser Linien gebracht werden[3]), während es unmöglich ist, z. B. die K_α-Linie eines Metalls durch Bestrahlung mit Licht dieser Wellenlänge zu erregen[4]). Dies läßt sich kaum anders als durch einen prinzipiellen Unterschied der beiden Erregungsarten erklären, es spielt wohl der Umstand dabei eine Rolle, daß die Emission der Röntgenserien innerhalb des Atoms, die sichtbare Emission außerhalb des Atoms vor sich geht.

1) A. Hartmann, diese Zeitschr. **18**, 14, 1917.
2) A. Sommerfeld, Sitzungsber. d. Bayer. Ak. S. 131, 1916.
3) R. W. Wood, Phil. Mag. **27**, 1018, 1914.
4) Siehe A. Wagner, diese Zeitschr. **18**, 443, 1917.

Göttingen, 5. November 1917.

(Eingegangen 15. November 1918.)

Zur Berechnung der Ionenladung in Kristallen.

Von J. Wimmer.

Die Zählung der den Atomen zukommenden Elektronenzahlen wurde für einige Kristalle zunächst schätzungsweise vorgenommen unter Verwertung von Erfahrungen an ultraroten Strahlen[1]). In letzter Zeit ist von den Herren Debye und Scherrer[2]) eine experimentelle Methode angegeben worden, die gestattet, aus Intensitätsmessungen an Röntgenstrahlaufnahmen die Ionenladung einwandfrei zu ermitteln. Die folgenden Ausführungen behandeln nun in Kürze das Verhältnis von Wertigkeit des Moleküls zur Zahl der positiven Ladungen. Läßt sich nämlich der Wert dieses Quotienten als Funktion bestimmter meßbarer Konstanten der Substanz angeben, so ist damit wenigstens für eine gewisse Gruppe von Kristallen ein Weg zur Vorausberechnung der Ionenladung gewiesen.

Tatsächlich hat sich nun bei Berechnung des Einflusses ultraroter Eigenfrequenzen auf den Brechungsexponenten im sichtbaren Gebiet[1]) gezeigt, daß für die Kristalle $NaCl$, KCl, CaF_2 und $Si O_2$ die fragliche Einwirkung dieselbe ist, gleichviel ob das mit einer seiner Wertigkeit entsprechenden Ladung behaftete Molekül als Träger ultraroter Eigenschwingungen betrachtet wird oder ob letztere zwei nach ihrer Valenz geladenen Atomgruppen als Molekülanteilen zugeschrieben werden müssen. Aus dieser Feststellung folgt nun für das Verhältnis der Wertigkeit v des Moleküls zur Elektronenzahl z die Beziehung:

$$\frac{v}{z} = \frac{G_1 + G_2}{\sqrt{G_1 \cdot G_2}} \qquad (1)$$

Hierin bedeuten G_1 und G_2 die Atom- bzw. Molekulargewichte der beiden Gruppen. Es ist nun zu vermuten, daß diese Relation für eine ganze Klasse von Kristallen gilt, die ihrem inneren Aufbau nacheinander ähnlich sind und deren Molekül zweiatomig ist oder sich in zwei gleichwertige Atomgruppen zerlegen läßt.

Die nachstehende Tabelle enthält die aus (1) folgenden z-Werte für 10 Kristalle, von denen 8 dem regulären und 2 dem hexagonalen System angehören. Außerdem sind darin aufgenommen zum Vergleiche die von Born durch Schätzung, von Debye und Scherrer experimentell ermittelten Werte. Die beiden letzten Spalten enthalten die Konstante k der Drudeschen Dispersionsformel, und zwar sowohl die nach der Formel[2])

$$k = 0{,}297{,}10^8 \cdot \frac{\varrho \cdot z^2}{G_1 \cdot G_2} \qquad (2)$$

berechneten Werte als auch die beobachteten.

Die den z-Werten in Klammern beigegebenen Zahlen lassen erkennen, mit welcher Genauigkeit die Forderung erfüllt ist, daß z bzw. der Proportionalitätsfaktor $\frac{\sqrt{G_1 \cdot G_2}}{G_1 + G_2}$ eine ganze Zahl sein muß.

Von den berechneten z-Werten ist ein Teil bereits durch das Experiment bestätigt, nämlich durch die Übereinstimmung des beobachteten k-Wertes mit demjenigen, welcher unter Ver-

1) M. Born, Berl. Akad. 1918. S. 604 ff.
2) Diese Zeitschr. **19**, 474 ff., 1918.

1) J. Wimmer, diese Zeitschr. **19**, 483 bzw. 535, 1918.
2) J. Wimmer, diese Zeitschr. **19**, 484, 1918.

Substanz	G_1	G_2	v	z	zBorn	zDebye	$k$ber.	$k$beob.
KCl	39,15	35,45	2	1,00	1	1	$0{,}423 \cdot 10^5$	$0{,}53 \cdot 10^5$
$NaCl$	23,05	35,45	2	1 (0,975)	1	—	$0{,}78 \cdot 10^5$	$0{,}90 \cdot 10^5$
CaF_2	40,1	38,0	4	2,00	1 oder 2	—	$2{,}5 \cdot 10^5$	$3{,}2 \cdot 10^5$
SiO_2	28,4	32,0	8	4,00	—	—	$13{,}8 \cdot 10^5$	$11{,}06 \cdot 10^5$
$CaCO_3$	52,1	48,0	12	6,01	—	—	$12{,}09 \cdot 10^5$	$11{,}3 \cdot 10^5$
KBr	39,15	79,96	2	1 (0,939)	1	—	—	—
KJ	39,15	126,97	2	1 (0,85)	1	—	—	—
NaF	23,05	19,0	2	1 (0,995)	—	—	—	—
LiF	7,03	19,0	2	1 (1,11)	—	1	—	—
ZnS	65,4	32,06	4	2 (1,88)	—	—	—	—

wendung des aus (1) folgenden z berechnet ist. Als Beispiel hierfür ist in die Tabelle $CaCO_3$ aufgenommen. Sowohl Formel (1) wie auch Formel (2)[1]) geben übereinstimmend die gleiche Ionenladung. Aus den Angaben der Tabelle geht ferner hervor, daß bei Spaltung eines Moleküls in 2 Atomgruppen die Ladungszahl z mit der Wertigkeit der letzteren übereinstimmt. Sonach sind einwertige Gruppen einfach, mehrwertige, ihrer Wertigkeit entsprechend, mehrfach geladen. Welchen Gültigkeitsbereich diese Folgerung umfaßt, darüber werden wohl die über diese Frage angekündigten Arbeiten der Herren Debye und Scherrer aufklären[2]).

Was im einzelnen die Übereinstimmung der nach (1) berechneten Werte von z mit den von Born schätzungsweise angegebenen und von Debye auf Grund des Experimentes gefundenen Elektronenzahlen anbelangt, so ist sie durchaus befriedigend. Bei CaF_2 entscheidet Formel (1) in Übereinstimmung mit der Annahme von Dehlinger[3]) für $z = 2$, während man nach Born im Zweifel sein kann, ob $z = 1$ oder $z = 2$ zu setzen ist.

Nicht aufgenommen sind in die Tabelle die Thallium- und Silbersalze. Die von Born für erstere vermuteten z-Werte stehen im Widerspruch mit der oben ausgesprochenen Folgerung und mit den aus (1) sich ergebenden Ladungszahlen $z = 1$. Da aber für die genannten Substanzen weder die Gitterstruktur noch zuverlässige Werte der Dielektrizitätskonstanten bekannt sind, so läßt sich über die Richtigkeit der Bornschen Werte bis jetzt keine bestimmte Aussage machen.

Zusammenfassung:

Zur Vorausberechnung der Ionenladungen in Kristallen, die zweiatomig sind oder sich in zwei gleichwertige Atomgruppen zerlegen lassen und deren Gitterstruktur bekannt ist, wird eine Formel angegeben und die aus ihr folgenden Werte für die Elektronenzahlen mit den bisherigen diesbezüglichen Angaben verglichen.

(Eingegangen 20. Dezember 1918.)

1) Nach z aufgelöst: $z = 1{,}835 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt{\frac{G_1 \cdot G_2}{\varrho}} \cdot k.$

2) Diese Zeitschr. 19, 480, 1918.

3) Diese Zeitschr. 15, 276, 1914.

Zur physikalischen Theorie der Kometenschweife.

Von Fritz Zerner.

Von einzelnen Ausnahmen abgesehen, kann man die Kometenschweife mit Th. Bredichin nach drei Typen einteilen, deren hervorstechendes Merkmal ist, daß sie ihre Form drei verschieden starken Repulsivkräften der Sonne verdanken. In den letzten Jahren wurde zur Erklärung dieser Abstoßungskraft von Fitzgerald, P. Lebedew, Sv. Arrhenius, K. Schwarzschild, P. Debye der Druck der Sonnenstrahlen herangezogen. Da diese Hypothese infolge ihrer größeren Plausibilität die ältere, welche die Abstoßung auf elektrische Kräfte zurückführt, vollkommen verdrängt hat, scheint es wichtig, auf eine Erscheinung hinzuweisen, die auf den ersten Blick der Lichtdruckhypothese zu widersprechen scheint, sie aber in Hinsicht auf die von F. Ehrenhaft aufgefundenen lichtnegativen Photophorese stützt[1]).

I. Schmidt (Athen) hat nämlich am 9., 10. und 11. Oktober 1882 eine Nebelmasse mit bedeutender Eigengeschwindigkeit in auffallender Nähe des großen Kometen 1882/II beobachtet. Es wurde, da ihre Bahn der des Kometen sehr ähnlich war, sofort darauf aufmerksam gemacht, daß man aller Wahrscheinlichkeit nach berechtigt sei, die Entstehung dieser nebeligen Gebilde in einer Lostrennung vom Kometen zu suchen. Bei der genauen Bahnberechnung stieß

1) Für diesen Aufsatz vgl. R. Jägermann, Th. Bredichins mechanische Untersuchungen über Kometenformen. St. Petersburg 1903; P. Lebedew, Über die physikalischen Ursachen der Abweichungen vom Newtonschen Gravitationsgesetz, Vierteljahrsschrift der Astr. Ges. 37, 220 ff., 1902.

man jedoch auf Schwierigkeiten. Insbesondere hatte sich der Nebel, der am 9. eine zusammenhängende Masse mit vier Lichtknoten bildete, auseinandergezogen und bis zum 11. in zwei Teile gespalten. Die Berechnung gelang schon 1883 I. v. Hepperger[1]) nur dadurch, daß er sie für die beiden Nebelteile vom 11. und die ihnen entsprechenden Lichtknoten (vom 10. und 9.) getrennt durchführte. Er erhielt das Resultat: „Die Bewegungserscheinungen des Schmidtschen Nebels können mit ausreichender Genauigkeit durch Rechnung dargestellt werden, wenn man annimmt, daß sich der Nebel in seiner Gesamtheit in der Nacht vom 7. auf den 8. Oktober vom Kometen losgelöst habe, die einzelnen Teile des Nebels jedoch verschiedenen Kräfteäußerungen der Sonne unterworfen seien. Während die westlichen Nebelmassen sich so bewegten, als ständen sie unter dem Einfluß einer abstoßenden Wirkung der Sonne, die von der Größe derjenigen ist, welche die Schweife vom ersten Bredichinschen Typus verursacht, erfordert die Darstellung der Bewegung der östlichen Massen die Hypothese einer erhöhten anziehenden Wirkung der Sonne."

Der Theorie ist es bisher nicht gelungen, die hier auftretende verstärkte Anziehung auf eine Wirkung der Lichtstrahlen zurückzuführen. Experimentell fand jedoch Ehrenhaft[2]), daß Kugeln gewisser Substanzen mit Durchmessern der Größenordnung 10^{-5} cm von einem Lichtstrahl getroffen, diesem entgegenlaufen. Bei ungebrochenem Strahlengang nimmt sich dies so aus, als ob die Lichtquelle auf derartige „lichtnegative" Teilchen eine anziehende Wirkung ausüben würde. Die Größe dieser Kraft ist der Größenordnung nach dieselbe, wie die des zu erwartenden Lichtdruckes. Nach der Lichtdrucktheorie der Kometenschweife muß man aber annehmen, daß die Nebelmassen der Schweife aus Teilchen von 10^{-5} cm Längenausdehnung bestehen[3]). Kämen nun unter diesen Teilchen lichtnegative Substanzen vor, so müßte die Sonne auf sie mit einer stärkeren Anziehungskraft wirken als nach der Gravitation zu erwarten ist.

Nimmt man also an, daß der Schmidtsche Nebel aus lichtpositiven und lichtnegativen Teilchen bestanden hat, so bestätigen die an ihm ausgeführten Beobachtungen die Hypothese, daß es die Lichtkräfte sind, auf die die von der mechanischen Theorie der Kometenschweife geforderten Zusatzkräfte zurückgehen.

Aus dem Gesagten folgt die Möglichkeit des Auftretens einer verstärkten Anziehung der Sonne auf kometare Nebelmassen, die bei der Durchrechnung der anomalen Kometenschweife in Betracht zu ziehen ist, während heute nach Bredichin die Form einiger anomaler Kometenschweife bloß aus der durch die Ausschleuderung vom Kerne gegen die Sonne entstehenden Anfangsgeschwindigkeit der einzelnen, den Schweif bildenden Teilchen, die der Gravitation allein unterliegen, errechnet wird. Von dieser Annahme ging Bredichin aber gerade beim Kometen 1882/II ab. Von den zwei anomalen Schweifen dieses Kometen erklärte er den einen auf die vorerwähnte Weise, den anderen als den normalen Schweif eines Nebenkometen, der vom Kern des Hauptkometen in der Richtung zur Sonne gelegen ist. Die oben besprochenen Erscheinungen an dem aus ihm entstandenen Nebel legen es dagegen nahe, die Masse eines der beiden anomalen Schweife mit der lichtnegativen Materie des der verstärkten Anziehung der Sonne unterliegenden Teiles des Nebels zu identifizieren, besonders da die Kraft, mit der der andere Teil des Nebels abgestoßen wurde, der Kraft gleicht, der die Schweife des ersten Bredichinschen Typus ihre Entstehung verdanken, und der Komet auch einen solchen gezeigt hat.

Zusammenfassung:

1. Die erwähnten Erscheinungen zeigen das Auftreten eines Lichtzuges in astronomischen Verhältnissen.

2. Dies verlangt die Berücksichtigung der Annahme einer verstärkten Anziehungskraft der Sonne, insbesondere bei der Durchrechnung der anomalen Kometenschweife.

3. Umgekehrt zeigt das Auftreten des Lichtzuges in astronomischen Verhältnissen, daß diese Kraft auf einer direkten Wechselwirkung zwischen Materie und Strahlung beruht, denn die Dichte der Gasatmosphäre der kometaren Nebelmassen ist (insbesondere mit Rücksicht auf ihre verschwindende Refraktion) äußerst gering, so daß eine störende Einwirkung des Gases ausgeschlossen ist.

Wien, I. Phys. Institut der Universität.
November 1918.

(Eingegangen 24. November 1918.)

1) I. v. Hepperger, Versuch einer Bahnbestimmung des Schmidtschen Nebels. Wien. Ber. 87, 603, 1883.
2) F. Ehrenhaft, Die Photophorese. Ann. d. Phys. IV, 56, 81ff., 1918, diese Ztschr. 18, 352ff., 1917.
3) K. Schwarzschild, Sitz.-Ber. der bayr. Ak. d. W. 31, 1901, 335f.

BESPRECHUNGEN.

H. W. B. Roozeboom, Die heterogenen Gleichgewichte vom Standpunkte der Phasenlehre. Zweites Heft: **Systeme aus zwei Komponenten.**

2. Teil: **Systeme mit zwei flüssigen Phasen, von E. H. Büchner.** gr. 8°. IX u. 226 S. Mit 72 Abbildungen u. 1 Tafel. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1918. M. 12.—.

3. Teil: **Pseudobinäre Systeme, von A. H. W. Aten.** gr. 8°. VIII u. 199 S. Mit 101 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1918. M. 10.60.

Das zweite Heft von Roozebooms „Die heterogenen Gleichgewichte vom Standpunkte der Phasenlehre" ist für die Beschreibung der Gleichgewichte in binären Systemen bestimmt. Hiervon ist nur der erste Teil noch in Roozebooms eigener Bearbeitung im Jahre 1904 erschienen. Er behandelt die Gleichgewichte solcher binärer Gemische, in denen im flüssigen Zustande vollständige Mischbarkeit, im kristallisierten dagegen weder Mischbarkeit noch Verbindungsfähigkeit besteht.

Der jetzt erschienene, von E. H. Büchner bearbeitete zweite Teil des zweiten Heftes behandelt binäre Systeme mit zwei flüssigen Phasen, wobei auch die Möglichkeit des Auftretens von Mischkristallen und kristallisierten Verbindungen berücksichtigt wird. Die Einteilung des Stoffes schließt sich eng an die im ersten Teil gewählte an. Zunächst werden die Gleichgewichte besprochen, an welchen keine feste Phase teilnimmt; danach diejenigen, bei welchen die Komponenten im festen Zustande auftreten; sodann die, an welchen sich eine Verbindung, und schließlich die, an denen sich Mischkristalle beteiligen. Bei der theoretischen Behandlung der Schichtengleichgewichte stellt sich der Verf. auf den Boden der van der Waalsschen Molekulartheorie binärer Gemische, da diese alle Gleichgewichte, die zwischen flüssigen und Gas-Phasen auftreten können, umfaßt und mit allen beobachteten Erscheinungen im völligen Einklang steht.

Der dritte Teil des zweiten Heftes ist gleichzeitig mit dem zweiten Teil erschienen und von A. H. W. Aten bearbeitet. Er befaßt sich mit solchen Systemen, die aus zwei Komponenten bestehen, welche sich ineinander umwandeln können. Die beiden Komponenten gleicher empirischer Zusammensetzung werden als Molekülarten bezeichnet. Das Verhalten derartiger Systeme ist im wesentlichen durch die Geschwindigkeit, mit der sich das Gleichgewicht in den einzelnen Phasen, das sog. homogene Gleichgewicht einstellt, bedingt. Ist diese Geschwindigkeit unmerkbar klein, so hat man es mit rein binären Systemen zu tun. Diese Fälle werden daher im vorliegenden Teil nur soweit behandelt, als zum Verständnis des Ganzen notwendig ist. Stellt sich dagegen das homogene Gleichgewicht so rasch ein, daß jede Phase stets im inneren Gleichgewichte ist, so schnell man auch den Zustand des Systems ändert, so hat man es vom Standpunkte der Phasenlehre mit unären Systemen zu tun. Erfolgt endlich die Einstellung des homogenen Gleichgewichtes mit einer im Verhältnis zur Herstellung des heterogenen Gleichgewichtes mäßigen Geschwindigkeit, so hat man es mit den eigentlichen pseudobinären Systemen zu tun. Jedoch berücksichtigt der vorliegende Teil auch den Fall der schnellen Einstellung des homogenen Gleichgewichtes, speziell die neueren Untersuchungen über die Allotropie, welche auf einen engen Zusammenhang zwischen den Erscheinungen der Isomerie und der Allotropie hinweisen.

Die Darstellung ist in beiden Teilen einfach, klar und sachgemäß; mathematische Deduktionen sind ferngehalten und vorwiegend graphische Darstellungen benutzt worden. R. Ruer.

Günther Bugge, Strahlungserscheinungen, Ionen, Elektronen und Radioaktivität. (Bücher der Naturwissenschaft. 4. Bd.) 4. Auflage. 141 S. Mit 4 Tafeln und 20 Zeichnungen im Text. Leipzig, Philipp Reclam jun. v. J. 1918. M. 0.50. Geb. M. 0.90.

Der Verf. wünscht in seinem Vorwort zur 4. Auflage, daß „das Büchlein als gemeinverständliche erste Einführung in das Gebiet der Strahlungserscheinungen seinen Zweck erfülle". — Ich glaube, dies kann man dem Verf. zugestehen. — Es ist ja recht schwer, das umfangreiche Gebiet der Strahlungserscheinungen und der Radioaktivität in ein kleines Bändchen zusammenzudrücken! Deshalb ist es unverständlich, daß der Verf. nicht manche Sachen, die lange ad acta gelegt sind, z. B. Crookes „strahlende Materie" (S. 31), die sagenhaften „Radioben" (S. 81), die total falschen Ansichten des Herrn Ramsay (S. 127—130), das Radiotellur, das Radioblei, glatt gestrichen hat. Statt der Thomsonschen Atomerklärung wäre besser und kürzer das Atommodell Rutherfords besprochen. Der Verf. liebt es außerdem, unbestimmte Zeitbegriffe einzuführen. Er spricht von „neu entdeckten Strahlen" (1895!), von „schon früher" entdeckter Einwirkung des ultravioletten Lichtes, vom lichtelektrischen Effekt usw. Es sind doch deutsche Physiker tadellosen Rufes, Röntgen, H. Hertz und Hallwachs, denen wir diese Entdeckungen verdanken. Warum werden sie nicht genannt, während fast kein ausländischer Physiker, der auf diesem Gebiete gearbeitet hat, vergessen ist! Fälschlicherweise wird Regener (S. 66) die Entdeckung der Scintillation zugeschrieben. Entdeckt haben sie Crookes und gleichzeitig Elster und Geitel; Regener hat sie in scharfsinniger und experimentell vollendeter Weise zur Zählung der emittierten α-Teilchen verwandt. Es finden sich noch eine ganze Anzahl von Ungenauigkeiten in dem Buche, die dem Fachmann auffallen, über die andere nicht so leicht stolpern. Nur möchte ich noch auf die Rechnung auf Seite 125 hinweisen, die von Le Bon herstammen soll, und die gewiß manchen in diesen trüben Zeiten erheitern wird. Karl Bergwitz.

Hugo Bauer, Chemie der Kohlenstoffverbindungen. IV. Heterozyklische Verbindungen. (Sammlung Göschen 104). 8°. 2. verbesserte Auflage. 134 S. Berlin und Leipzig, G. J. Göschen'sche Verlagshandlung, G. m. b. H., 1918. Geb. M. 1.50.

Das vorliegende Bändchen der bekannten Sammlung bringt eine Zusammenstellung der wichtigsten

heterozyklischen Verbindungen, zu denen Verf. abweichend von der üblichen Praxis nicht nur 5- und 6-gliedrige heterozyklische Ringsysteme mit „Kern"-charakter, sondern auch die unbeständigen 3- und 4-Ringe wie Diazomethan u. a. m. rechnet. Die Fülle von Stoff, die er auf engem Raum zusammendrängt, dürfte dem, der ganz ohne Vorkenntnis des behandelten Gebiets sich darüber zu orientieren wünscht, das Verständnis seiner Ausführungen öfter einigermaßen erschweren. Dagegen werden sie dem bereits oberflächlich mit dem Gegenstand Vertrauten als Ergänzung der verschiedenen kleinen Lehrbücher der organischen Chemie willkommen sein, die die heterozyklischen Verbindungen meist sehr viel kürzer behandeln, als ihrer wissenschaftlichen und technischen Bedeutung entspricht. Borsche.

W. Guttmann, Grundriß der Physik. 13. bis 16. Aufl. 250 S. Mit 180 Abbildungen. Leipzig, Georg Thieme. 1918. Geb. M. 7.—.

Es ist dem Verf. gut gelungen, seiner Forderung, daß der Grundriß in erster Linie den Medizinern, Pharmazeuten und Zahnärzten als kurze Einleitung in die Physik und als Repetitorium dienen soll, gerecht zu werden. Wenn der Mediziner alles das kann und behält, was Guttmann in seinem Buche bringt, dann muß man zufrieden sein.

Verbesserungsbedürftig erscheint mir nur folgendes: Der mathematische Ansatz zu der Fig. 35 gehörig ist so, wie er daneben steht, nicht richtig. Die Fig. 51 ist direkt falsch. Das Wasser wird in dem kugelförmigen Gefäß niemals steigen. Es muß durch ein einseitig offenes U-Rohr ersetzt werden. — Ebenso ist die Erklärung der Luftelektrizität auf Seite 145 falsch. Die Ursache der Luftelektrizität zu erklären, ist durchaus nicht einfach. Sie bleibt am besten weg, wie es beim sogenannten „Erdmagnetismus" auch geschehen ist. Am besten wird nur das normale Erdfeld im Gegensatz zum gestörten unterschieden. — Ist der „Franklinsche" Blitzableiter wirklich eine „segensreiche" Erfindung?

In dem Buche vermisse ich, gerade für Mediziner, eine „moderne" Luftpumpe (etwa eine Gaede-Molekularpumpe), die Coolidge-Röhre, die Erklärung der Immersion und des Ultramikroskops, besonders aber eine Spektraltafel.

Die Frage: Was sind radioaktive Stoffe?, wird falsch beantwortet, ebenso die nach Hochfrequenzströmen ungenau! — Der Wert des Buches würde durch die Ausführung der vorgeschlagenen kleinen Änderungen noch steigen. Karl Bergwitz.

A. Baruch, Die Grundlagen unserer Zeitrechnung. (Mathem.-physikal. Bibliothek, Bd. 29.) kl. 8°. 51 S. Mit 10 Fig. im Text. Leipzig, B. G. Teubner. Kart. M. 1.—.

Das kleine Heftchen gibt in ganz anschaulicher Weise eine Darstellung der Grundlagen unserer Zeitrechnung, in dem der Verfasser ausgehend von der scheinbaren, täglichen Bewegung der Gestirne die Richtungsbestimmungen nach den Gestirnen erläutert und dabei einzelne Begriffe, wie Stundenwinkel usw. erklärt, mit denen die Zeiteinteilung in direktem Zusammenhange steht. Von der Steinzeit führt er zur „wahren" und „mittleren" Sonnenzeit über und erklärt den Zusammenhang dieser Zeitmaße untereinander und mit der „Zonenzeit" und der gegenwärtig beliebten „Sommerzeit", deren Einführung den Anstoß zur Abfassung des Werkchens gegeben hat, wie der Verfasser einleitend bemerkt. Kurze Darlegungen über die Einrichtung unserer Uhren, über die Zeitübertragung und die Zeitsignale schließen das für das große Publikum recht lehrreiche Heftchen. L. Ambronn.

Tagesereignisse.

Der Professor an der Universität Berlin und Mitglied der Akademie der Wissenschaften daselbst Dr. Albert Einstein wurde mit der Abhaltung von Vorlesungen über theoretische Physik an der Universität Zürich betraut. Herr Einstein wird jedes Semester etwa 5 Wochen in Zürich lesen.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Die von uns (20, 24, 1919) gemeldete Verleihung des Professorentitels an Dr. Leo Arons ist auf dessen besonderen Wunsch unterblieben.

Habilitiert: An der Böhmischen Technischen Hochschule Dr. Vojtech für Photographie und Photochemie, an der Universität Frankfurt/Main Professor Dr. techn. Richard Edler von Mises (bisher in Straßburg) für Mathematik, der Professor an der Universität in Konstantinopel Dr. Gustav Fester an der Universität Frankfurt/Main für angewandte physikalische und industrielle Chemie, der Privatdozent an der Universität Straßburg Dr. Hermann Rohmann an der Universität Tübingen für Physik, der Privatdozent an der Universität Zürich Dr. Paul Bernays an der Universität Göttingen für Mathematik.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Göttingen Professor Dr. Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg zum ord. Professor an der Baltischen Technischen Hochschule Riga.

Ehrung: Die Helmholtz-Medaille der Berliner Akademie der Wissenschaften wurde dem ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität München Geheimem Rat Dr. Wilhelm Konrad Röntgen verliehen.

Verliehen: Dem Direktor des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Kohlenforschung in Breslau Dr. Fritz Hofmann, dem Privatdozenten für Physik an der Universität Erlangen Dr. techn. Friedrich Hauser, dem Privatdozenten für Chemie an der Universität München Dr. Ludwig Kalb dem Abteilungsleiter im Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie in Berlin-Dahlem Dr. Friedrich Kerschbaum der Titel Professor.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Chemie an der Universität Birmingham Dr. Percy F. Frankland.

Gestorben: Der Privatgelehrte auf dem Gebiete der Ersatzfaserindustrie Professor Dr. Paul Hoering in Charlottenburg, der ord. Professor für praktische Astronomie und Direktor des astronomischen Observatoriums an der Harvard-Universität in Cambridge, Mass. Dr. Edward Charles Pickering.

Die Fortsetzung der zusammenfassenden Bearbeitung „Metallographie" von Prof. Ruer, Aachen, muß vorläufig infolge Beförderungsschwierigkeiten unterbleiben.

Gesuche.

Physiker

Dr. phil. nat., langjähriger Universitätsassistent mit praktischer Erfahrung in der drahtlosen Telegraphie, sucht Anstellung in größerem technischen Betrieb. Anträge mit Bedingungen unter **S. H. 536** an den Verlag der Physikal. Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. P. Debye in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

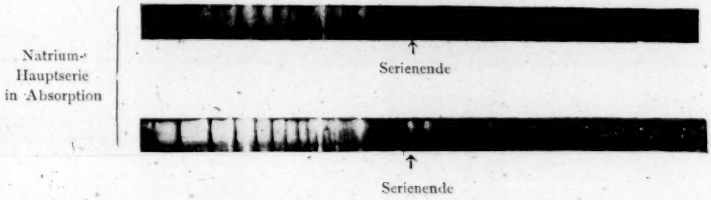

Fig. 4.

Fig. 5.

Fig. 6.